

ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREINER, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. E. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

BAND 27. HEFT 2.

DER GANZEN REIHE 332, BANDES 2. HEFT.

KURATORIUM:

F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.

MIT VIER TAFELN.



LEIPZIG, 1908.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

DÖRRIENSTRASSE 16.

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 15 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 45 M.

(Ausgegeben am 15. Oktober 1908.)

I n h a l t.

	Seite
1. H. du Bois und J. Elias. Der Einfluß von Temperatur und Magnetisierung bei selektiven Absorptions- und Fluoreszenzspektren	233
2. W. Seitz. Über Röntgenstrahlen und das Röntgensche Absorptionsgesetz	301
3. Peter Paul Koch. Über das Verhältnis der spezifischen Wärmen $c_p/c_v = k$ in trockener, kohlenstofffreier atmosphärischer Luft als Funktion des Druckes bei den Temperaturen 0° und $-79,3^\circ \text{ C.}$	311
4. Wilhelm Schmidt (Wien). Ein Apparat zur Aufsuchung regelmäßiger Wellen im Luftdruck	346
5. Ernst Mattenklodt. Dielektrische Untersuchungen an Glimmer	359
6. E. Aschkinass. Wirkungsbereich und Absorption der α -Strahlen. Mit einem Anhang: Über die von den α -Teilchen erzeugte Sekundärstrahlung	377
7. H. Ebeling. Über den Temperaturverlauf in wechselstromdurchflossenen Drähten. (Hierzu Taf. VI—IX.)	391
8. H. H. Bunzel. Über den zeitlichen Verlauf der galvanischen Polarisation	436

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: Würzburg, Pleiherring 8.

Es wird gebeten, die Manuskripte druckfertig einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die Zeichnungen sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

to

13

01

1

6

9

7

1

6

1

2

1

2

1

1

1

1

1

1

1

1

1

1

IL
tis
Ch
du
Al
Ne
nit
Ne
Er
nit

de
Ju
m
m
ra

ou
né

19
V
m

L
p

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 27.

1. Der Einfluß von Temperatur und Magnetisierung bei selektiven Absorptions- und Fluoreszenzspektren;

von H. du Bois und G. J. Elias.

[Aus dem Bosscha-Laboratorium.¹⁾]

Inhalt: Einleitung §§ 1, 2. — I. Versuchsanordnung §§ 3–5. — II. Allgemeine Ergebnisse §§ 6–10. — III. Erste paramagnetische Reihe § 11. — IV. Dritte paramagnetische Reihe §§ 12–25: Chromkaliumdoppelsalze §§ 12–14. Rubin §§ 15–23. Weitere Verbindungen §§ 24–25. — V. Fünfte paramagnetische Reihe §§ 26–53: Allgemeines §§ 26–27. Praseodymsulfat § 28. Neodymsulfat §§ 29–30. Neodymnitrat §§ 31–33. Neodymmagnesiumnitrat § 34. Neodymmanganitrat §§ 35–37. Neodymnickelnitrat § 38. Bastnäsit §§ 39–40. Glasige Neodympräparate § 41. Samariumsulfat § 42. Hussakit §§ 43–47. Erbiumyttriumsulfat §§ 48–51. Erbiumnitrat § 52. Erbiummagnesiumnitrat § 53. — VI. Siebente paramagnetische Reihe § 54.

§ 1. Die ausgezeichneten paramagnetischen Eigenschaften der Verbindungen sogenannter seltener Erdmetalle wurden im Jahre 1899 klargelegt²⁾ und alsbald auch betont, daß die magnetooptischen Vorgänge hier neue charakteristische Merkmale zeigen dürften, wegen der gleichzeitig auftretenden hervorragend selektiven Absorption:

„La polarisation rotatoire magnétique a le signe positif ou négatif pour les composés des différents métaux de cette série (de l'erbium), comme d'ailleurs pour ceux de la série du

1) Nach Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterd. 16. p. 635, 749, 878. 1908 (Februar-April) für die Annalen bearbeitet und ergänzt. Vgl. auch Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 10. p. 429. 1908 (15. Mai). Eine Zusammenstellung der Bezeichnungen findet sich weiter unten § 10.

2) H. du Bois u. O. Liebknecht, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 1. p. 170, 236. 1899; Ann. d. Phys. 1. p. 189. 1900; St. Meyer, ebenda p. 664.

fer. Je n'ai pas pu constater jusqu'ici un effet particulier de l'aimantation sur le spectre d'absorption très caractéristique d'une solution de chlorure d'erbium fortement paramagnétique; d'ailleurs M. Zeeman lui-même l'avait déjà cherché en vain pour le spectre d'émission de l'erbine chauffée. Des expériences sont en préparation pour déterminer la rotation dans les raies d'absorption mêmes et aux alentours immédiats.¹⁾

Inzwischen waren von anderer Seite einige Ergebnisse mitgeteilt, deren Übereinstimmung recht viel zu wünschen übrig ließ; in diesem Laboratorium konnten die längst geplanten Versuche erst 1906 wieder aufgenommen werden. Einer von uns fand beim Erbiumchlorid in der Tat eine eigenartig zugespitzte Dispersionskurve für die magnetische Rotationspolarisation innerhalb und in der Nähe eines schmalen Absorptionsgebietes²⁾. Über die Fortsetzung dieser Untersuchung mit den zu ihrer einwandfreien Durchführung unbedingt erforderlichen Spezialapparaten soll demnächst berichtet werden.

Bei den erwähnten ersten negativen Versuchen konnte irgend eine direkte Einwirkung der Magnetisierung auf die verwässerten Absorptionsbanden einer wässrigen Erbiumchloridlösung, d. h. ein Zeeman-Effekt im gewöhnlichen Sinne nicht beobachtet werden; das damals gebrauchte große Rowlandsche Gitter war übrigens das gleiche wie das bei vorliegender Untersuchung benutzte. Der Natur der Sache nach ist die Beobachtung eines solchen einfachen Effektes viel leichter als eine vollständige einwandfreie Durchmessung der Rotationspolarisation, welche mit vielerlei Schwierigkeiten verknüpft ist. Dabei sind die Beziehungen zwischen jenen beiden Äußerungsformen eines und desselben Vorganges sowie auch diejenigen zur anomalen Refraktion so innige, daß jede einzelne unbestimmt bleibt ohne nähere Kenntnis über die anderen.

Hr. Jean Becquerel jr.³⁾ nahm dann eine derartige

1) H. du Bois, *Rapp. Congr. de Phys.* 2. p. 499, Paris 1900; *Ann. d. Phys.* 7. p. 944. 1902.

2) G. J. Elias, *Physik. Zeitschr.* 7. p. 931. 1906; vgl. dort auch die übrige Literatur. Auch ebenda 9. p. 355. 1908.

3) J. Becquerel, *Compt. rend.* 142. p. 775, 874, 1144. 1906; 143. p. 769, 890, 962, 1133. 1906; 144. p. 132, 420, 592, 682, 1032, 1336. 1907; 145. p. 413, 795, 918, 1150, 1412. 1907; 146. p. 683, 1308. 1908; 147. p. 121. 1908; *Physik. Ztschr.* 8. p. 632, 929. 1907; *Phil. Mag.* (6) 16. p. 153. 1908.

Untersuchung wieder auf unter Benutzung der schmäleren und schärferen Absorptionsbanden gewisser äußerst seltener Kristallfragmente — Xenotim, Tysonit, Parisit, Monazit — deren Absorptionsspektren von Henri Becquerel sen. bestimmt worden waren.¹⁾ Auch wurde der schon mehr oder weniger bekannte Temperatureinfluß bei solchen Spektren des näheren untersucht. Gleichzeitig mit unserer ersten Veröffentlichung erschien sodann eine im Leidener Laboratorium ausgeführte Arbeit der Herren Kamerlingh Onnes und Jean Becquerel²⁾, bei der die Substanzen einer Temperatur bis zu rund -260° in flüssigem bzw. festem Wasserstoff ausgesetzt wurden, das Feld freilich nur etwa 18 Kilogauss betrug. Die Ergebnisse jener interessanten Arbeiten dürfen als bekannt vorausgesetzt werden.

§ 2. Bei einem früheren Versuche, sämtliche Elemente nach ihren magnetischen Eigenschaften und denen ihrer Verbindungen zu klassifizieren, wurde folgendes angeführt³⁾: „Die neu erkannten Elemente: Helium, Argon⁴⁾, Neon, Krypton, Xenon wurden noch nicht bestimmt; sie dürften sich wohl diamagnetisch erweisen. Man kann 63 andere Elemente einordnen; davon sind bei Zimmertemperatur 37 dia-, 22 para-, 4 ferromagnetisch, während in 7 Fällen (Be, Mg, Sc, Nb, La, Ta, Th) noch Zweifel obwalten. Im natürlichen, nach steigenden Atomgewichten geordneten System treten 7 Reihen aufeinander folgender paramagnetischer Elemente hervor, welche sie alle umfassen, und wobei nur noch das Vorzeichen jedes ersten Elementes unsicher ist; dabei sind die Reihen gerader Ordnungszahl weniger ausgesprochen paramagnetisch als die ungeraden“:

1. Sauerstoff,
3. Metalle der Eisengruppe,
5. Seltene Erdmetalle,
7. Urangruppe.

1) H. Becquerel, Ann. de chim. et phys. (6) 14. p. 170. 1888.

2) J. Becquerel u. H. Kamerlingh Onnes, Versl. Kon. Akad. Wet. Amst. 16. p. 678. 1908.

3) H. du Bois, Rapp. Congr. de Phys. 2. p. 487. Paris 1900.

4) Neuerdings bestätigt von P. Tänzler, Ann. d. Phys. 24. p. 931. 1907.

Nun gehören die ausgezeichnet selektiv absorbierenden anorganischen Verbindungen ¹⁾ ganz offenbar zu diesen paramagnetischen Reihen; dieser allgemeinere Zusammenhang ist so auffallend, daß er kaum ein rein zufälliger sein kann.

Aus dem auf Grund dieser Betrachtung sich ergebenden überreichen Versuchsmaterial mußte eine beschränkte Auswahl getroffen werden. Wir untersuchten z. B. einige — als verdünnte feste Lösungen zu betrachtende — farbige Edelsteine; viele kristallisierte Körper, einige mikrokristallinische Präparate; aber auch amorphe Schmelzprodukte und glasige feste Lösungen in einem amorphen Substrat, insbesondere Borax oder Glas. Die Kristallstruktur bedingt Komplikationen, welche die Vorgänge recht vielseitig gestalten, wenn sie auch an und für sich Interesse bieten. Wir erhielten so ein ausgedehntes Beobachtungsmaterial, welches in mancher Beziehung neue Unterlagen liefern dürfte zu den Molekulartheorien fester und flüssiger Körper, wie auch für die Elektronenhypothese.

Mit dem verfügbaren kryomagnetischen Apparat konnten wir die Substanzen in flüssiger Luft einem intensiven Längs- oder Querfelde von der Ordnung 40 Kilogauss aussetzen, da es ja hauptsächlich darauf ankommt, den *gleichzeitigen* Einfluß der beiden Faktoren, der Temperatur sowie der Magnetisierung, festzustellen. Auch stellte es sich alsbald heraus, daß die Verwendung derart intensiver Felder für eine genügende Trennung bei den vielfach recht komplizierten Zeeman-Effekten unbedingt erforderlich ist und viel wesentlicher erscheint als eine allzu große Dispersion.

I. Versuchsanordnung.

§ 3. Zur Beobachtung bzw. Ausmessung der Absorptionsspektren benutzten wir, außer einem Handspektroskop, je nach den Umständen:

1. Ein Rapssches Spektrometer ²⁾ mit einem Prisma aus schwerem Flintglas $S164$; Dispersion C bis F etwa $7,5^\circ$.

1) Vgl. H. Kayser, Handb. d. Spektroskopie 3. Leipzig 1905.

2) A. Raps, Zeitschr. f. Instrumentenk. 7. p. 269. 1887; H. Kayser, Handb. d. Spektroskopie 1. p. 495. Leipzig 1900.

2. Ein von der Firma C. Zeiss gebauter sehr lichtstarker Autokollimations-Spektralapparat¹⁾; Dispersion *C* bis *F* etwa 25°.

3. Das von Rowland dem Berliner Universitätsinstitut geschenkte Konkavgitter, welches Hr. Rubens freundlichst zu unserer Verfügung stellte; der Radius beträgt ungefähr 4 m, die Strichzahl 5684 pro Zentimeter, das theoretische Auflösungsvermögen etwa 100 000 in erster Ordnung. Die Aufstellung war die bekannte in rechtwinkeligem Dreieck mit beweglicher konstanter Hypotenuse. Das Spektrum wurde abgelesen mittels einer Lupe und besonderer Glasskale, deren Teile 0,225 mm betrugen, entsprechend 0,1 μ (1 Å.-E.) im Spektrum erster Ordnung; im allgemeinen wurde letzteres betrachtet; nur gelegentlich wurde das Spektrum zweiter Ordnung zu Rate gezogen, weil hier zuweilen einzelne Abschattierungen qualitativ besser beurteilt werden konnten; für Messungen war die erste Ordnung meist vorzuziehen. Da man es hier doch kaum mit sehr feinen Linien zu tun bekommt, ist die Gitterdispersion gerade den Umständen am besten angepaßt.²⁾ Für absolute Wellenlängenmessungen war die Aufstellung nicht eingerichtet; sie konnte dagegen zur relativen Kontrolle und Berichtigung der mit den Prismenapparaten gemessenen Werte dienen.

Deren Auswertung nach Wellenlängen erfolgte mittels der Linien von Wasserstoff, Helium, Kalium und derjenigen einer Quecksilberbogenlampe zwischen den Grenzen 434 und 770 μ ; die Unsicherheit dieser Messung betrug im Rot und Violett nicht mehr als 0,3 μ bzw. 0,1 μ . Als Lichtquelle benutzten wir je nach der erforderlichen Beleuchtung einen „Nernst-Stab“, eine „Lilliput“-Bogenlampe (2 Amp.), eine gewöhnliche Bogenlampe (etwa 30 Amp.) oder Sonnenlicht.

Mit einigen Ausnahmen haben wir von spektrographischen Aufnahmen abgesehen, da diese im Rot, Orange und Gelb — welche aus mehreren Gründen die geeignetsten Spektralregionen

1) H. du Bois, G. J. Elias u. F. Löwe, Versl. Kon. Akad. Wet. Amst. 16, p. 744. 1908.

2) Wir haben auch einige Vorversuche angestellt mit einem uns von der Firma Schmidt & Haensch freundlichst zur Verfügung gestellten einfachen Interferenzspektroskop nach Gehrcke, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 9, p. 529. 1907.

sind — immerhin viel mehr Zeit und flüssige Luft erfordert haben würden, als es bei direkter Beobachtung der Fall war; auch erwies sich bei letzterem Verfahren die Identifizierung der Liniengruppen innerhalb und außerhalb des Feldes als besser durchführbar; bei den komplizierteren Spektren ist diese durchaus nicht immer leicht und nur durch oft wiederholtes Beobachten beim Entstehen und überaus langsamem Vergehen des Feldes zu ermitteln.¹⁾

§ 4. Benutzt wurde ein großer Ringelektromagnet; die kryomagnetischen Apparate für Längs- oder Querfelder waren ähnlich den früher benutzten.²⁾ Im allgemeinen hatten die Stirnflächen der Kegelpolschuhe 6 mm Durchmesser. Im Falle der Längsmagnetisierung wurden geschlitzte Kerne³⁾ von 3,5 mm Durchmesser angewandt; die Spaltweite betrug in der Stirnfläche 0,4 bis 0,6 mm, während die Schlitzlöcher sich ferner keilförmig erweiterten und sich dem im Felde zusammengeschnürten Strahlenbündel anschmiegen. Das Präparat befand sich in einem Kupferrahmen, der zwischen die Polstirnflächen festgeklemmt wurde, und der völlig in der flüssigen Luft untergetaucht war, so daß seine Temperatur kaum sehr viel höher sein konnte; in den meisten Fällen kommt es dabei auf 10° nicht an. Meistens wurde Abkühlung und Erwärmung gut vertragen; indessen empfiehlt es sich doch diese möglichst allmählich zu bewirken, um etwaige Spannungen, Sprünge und dergleichen in den Präparaten tunlichst zu vermeiden. Vielfach bedingen bereits ganz dünne Kristallschuppen von der Ordnung eines halben Millimeters, insbesondere bei Neodymverbindungen, tiefschwarze Absorptionsstreifen; in solchen Fällen konnten die Polstirnflächen einander entsprechend genähert werden, wie es auch allgemein im Fall der Quermagnetisierung möglich ist, und arbeiteten wir alsdann mit Feldern bis zu 42 Kilogauss. Freilich gibt es auch andere

1) Dies ließe sich zwar vielleicht kinematographisch fixieren, aber die aufzuwendende Mühe wäre dabei wohl eine ganz unverhältnismäßige.

2) H. du Bois u. A. P. Wills, *Verh. d. Deutsch. Physik. Ges.* 1. p. 169. 1899; F. C. Blake, ebenda 9. p. 295. 1907. Die betreffenden Einrichtungen sollen ausführlicher beschrieben werden in Verbindung mit einer verbesserten Konstruktion des Halbring-Elektromagnets.

3) H. du Bois, *Zeitschr. f. Instrumentenk.* 19. p. 360. 1899.

Substanzen, bei denen durchstrahlte Dicken bis zu 7 mm erforderlich sind; die richtige Wahl der Stärke für jede Substanz, zum Teil je nach der Temperatur, ist Vorbedingung für ein gut ablesbares Spektralbild.

Die Felder wurden mittels Wismutspirale bestimmt; die Störung ihrer Gleichförmigkeit ist bei den engen Spalten sicherlich geringer als bei den gewöhnlichen runden Bohrungen; die Zunahme des — gesättigten — Magnetisierungswertes der Polen bei der Abkühlung auf -190° ist vermutlich nur gering; es wäre freilich wünschenswert, diese beiden Punkte näher aufzuklären. Indessen nehmen wir an, daß die Genauigkeit unserer Feldmessungen von derselben Ordnung ist, als diejenige der Spektralablesungen, und glaubten wir bei der Erschließung des vorliegenden Gebietes von einer weitergehenden Präzision absehen zu dürfen.

§ 5. Der Strahlengang verlief selbstverständlich ebenso wie die Feldrichtung horizontal und ferner folgermaßen: Eine Beleuchtungslinse konzentrierte die Strahlen der Lichtquelle auf einen ersten Spalt; die erwähnte Einschnürung zwischen den Polen befand sich zwischen zwei weiteren Konvexlinsen; hierauf folgte dann: 1. Entweder ein Viertelwellen-Doppelplättchen nach Cornu und W. König¹⁾ mit horizontaler Trennungslinie; wegen der bedeutenden astigmatischen Differenz in der Abbildung horizontaler bzw. vertikaler Linien durch ein Konkavgitter wurde jenes Plättchen nahe dem Brennpunkte einer vierten Linse aufgestellt, um durch kleine Verschiebungen jenen Astigmatismus für verschiedene Spektralgebiete aufheben zu können; die Trennungslinie konnte nun genügend scharf eingestellt werden, was Hrn. König seinerzeit nicht gelang.

2. Oder ein Halbwellenplättchen mit scharfer Begrenzung in der Mitte des Gesichtsfeldes, welches die Polarisationssebene um 90° drehte. In beiden Fällen folgte ein Nicol und darauf der Hauptsalt; die Divergenz wurde derart geregelt, daß die

1) A. Cornu, *Compt. rend.* 125. p. 555. 1897; W. König, *Wied. Ann.* 62. p. 242. 1897. Es erschien besser, diese Einrichtung nicht erst bei der Okularlupe aufzustellen wegen der Gitterpolarisation, welche auch in unserem Falle recht merklich war. Vgl. O. J. Lodge, *the Electrician* 38. p. 569. 1897; P. Zeeman, *Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam* 16. p. 286. 1907.

Gitterfläche gerade ganz beleuchtet war, so daß das theoretische Auflösungsvermögen zur vollen Geltung kam. Mit Sonnenlicht und einer Hauptspaltweite von 0,05 mm gab es auch im Violett noch einen Überfluß von Licht; leider wirkten die Fraunhoferschen Linien in manchen Fällen so störend, daß wir das 5—10 mal schwächere Bogenlicht benutzen mußten.

Bekanntlich erscheint nun in ersterem Fall ein „normales Duplet“ (bei Längsmagnetisierung in Richtung der Lichtstrahlen) im Spektrum als geknickte Linie, z. B. derart '' ; während bei 90° Drehung des Nicols um die Strahlenrichtung oder bei 180° des Viertelwellen-Doppelplättchens um seine vertikale Mittellinie '' entsteht; diese „Umknickung“ kann man zwar auch durch Kommutieren des Feldes bewirken, was aber bei einem großen Elektromagnet nur in ganz allmählicher Weise zulässig ist. Einen elliptischen Analysator anzubringen, war überflüssig.

Im zweiten Falle dagegen ergibt ein sogen. „normales Triplet“ (bei Quermagnetisierung senkrecht zur Strahlenrichtung) das Gebilde '' , welches bei 90° Drehung des Nicols oder bei 180° des Halbwellenplättchens um seine horizontale Begrenzungslinie in '' übergeht; die Feldrichtung ist hierbei gleichgültig.

Bei Arbeiten über Fluoreszenz müssen die seitlichen Erregerstrahlen bis zum Rande der Austrittsfläche reichen, weil sonst wieder Fluoreszenzlicht absorbiert wird. Eine große Unbequemlichkeit bildete die gelegentliche Vereisung der Dioptrik; durch verschiedene kleine Kunstgriffe konnten wir diese schließlich meistens verhindern, wenigstens in der trockenen Jahreszeit, während derer die Mehrzahl der Versuche ausgeführt wurden; die feuchte Sommerzeit ist für das Arbeiten mit flüssiger Luft, und auch wegen der hygroskopischen Präparate ungünstig. Eine weitere Schwierigkeit beruhte auf dem Paramagnetismus der flüssigen Luft, welche durch die feinsten Ritzen hindurch an Orte größter Feldstärke in den Weg der Lichtstrahlen vorzudringen bestrebt ist; flüssiger Stickstoff dürfte aus diesem Grunde vorzuziehen sein.

II. Allgemeine Ergebnisse.

§ 6. Bevor wir zur Besprechung der mit den einzelnen Präparaten gewonnenen, z. T. recht komplizierten Ergebnissen

schreiten, empfiehlt es sich, eine Umschau über die wesentlichsten zutage getretenen Erscheinungen vorangehen zu lassen.

Was zunächst den Einfluß der Temperatur an und für sich anbelangt, so äußert sich dieser in der allerverschiedensten Weise. Sowohl qualitativ wie quantitativ ist er für verschiedene Substanzen, ja für verschiedene Absorptionsgebiete bzw. Bänder derselben Substanzen ganz wesentlich verschieden. Im allgemeinen tritt er bei Kristallen mehr in den Vordergrund als bei amorphen Substanzen, obwohl es auch hierbei Ausnahmen gibt.

Um die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen etwas zu ordnen, haben wir einige Haupttypen für den Einfluß einer Abkühlung auf die Absorptionsbanden aufgestellt, und zwar:

α) Verschärfung.	$\alpha')$ Verwässerung.
β) Verstärkung.	$\beta')$ Schwächung.
γ) Entstehung.	$\gamma')$ Auflösung.
δ) Verengung.	$\delta')$ Verbreiterung.
ϵ Verschiebung (vorwiegend nach Violett).	

Hierzu ist noch folgendes zu bemerken: bei α) und $\alpha')$ werden die Ränder besser bzw. schlechter definiert; bei β) und $\beta')$ tritt die ganze Bande deutlicher bzw. undeutlicher hervor. Die Erscheinungen sub γ) und $\gamma')$ sind relativ aufzufassen, indem die Unsichtbarkeit der Bande vor bzw. nach der Abkühlung vielleicht nur eine scheinbare ist und auf zu großer Schwäche oder Verwaschenheit beruhen kann. Typus δ) kommt am häufigsten vor, wobei sich vielfach breitere Absorptionsgebiete in schmalere Banden auflösen, wie es ja früher schon oft beobachtet wurde; indessen wurde auch $\delta')$ konstatiert. Überhaupt kamen α), β), γ), δ) häufiger vor als die ihnen entgegengesetzt zugeordneten Typen $\alpha')$, $\beta')$, $\gamma')$, $\delta')$. Sub ϵ ist zu bemerken, daß auch Verschiebungen nach Rot vorkamen.

Nach Hrn. Jean Becquerel soll ein einfaches Gesetz die Breitenänderungen der Banden einiger der von ihm untersuchten Kristalle beherrschen; die besonders definierte Breite soll der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur proportional sein.¹⁾ Schon angesichts obiger Mannigfaltigkeit kann

1) J. Becquerel, Physik. Zeitschr. 8. p. 942. 1907. Vgl. auch K. Kilehling u. J. Koenigsberger, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 10. p. 537. 1908.

von der Allgemeingültigkeit eines solchen Gesetzes nicht wohl die Rede sein. Aber auch schon beim einfachsten Typus δ) ist der Betrag der Verengung quantitativ ganz verschieden, z. B. beim Rubin größer, beim Bastnäsit und Hussakit (s. w. u.) viel geringer als obige Beziehung fordern würde. Dazwischen mag es ja einige Fälle geben, wo sie ungefähr zutrifft, aber eine allgemeinere Gültigkeit muß ihr abgesprochen werden. Es scheint auch vorzukommen, daß die Veränderung bei irgend einer Temperatur das Zeichen wechselt, so daß ihr ein Scheitelwert zukommt. In manchen Fällen schienen uns die Änderungen in ein geringes Temperaturbereich zusammengedrängt, so daß man an ein Umwandlungsintervall zu denken geneigt wird. Indessen könnten nur ausgedehnte Messungsreihen bei vielen Zwischentemperaturen hierüber endgültige Sicherheit verschaffen. Bei den gut definierten festen Substanzen glauben wir chemische Änderungen durch Abkühlung kaum annehmen zu sollen. Auch scheinen uns allotrope Umwandlungen unter Verlust oder Aufnahme von Kristallwasser bei tiefen Temperaturen nicht wahrscheinlich.

§ 7. Eine noch größere Mannigfaltigkeit bieten die sehr verschiedenen Wirkungen der Magnetisierung, falls solche sich überhaupt geltend machen. Auch hier unterscheiden wir zunächst ziemlich willkürlich 16 *Haupttypen*, und zwar:

- | | |
|--|----------------------------------|
| a) Verwässerung. | a') Verschärfung. |
| b) Schwächung. | b') Verstärkung. |
| c) Auflösung. | c') Entstehung. |
| d) Verbreiterung. | d') Verengung. |
| e) Aufhellung in der Mitte. | e') Bildung eines dunklen Kerna. |
| f) Verschiebung (vorwiegend nach Violett). | |
| g) Abstoßung von Komponenten nach Rot oder Violett. | |
| h) Duplet; meist unsymmetrisch bezüglich der Stärke der Komponenten, indem die lang- oder kurzwelligere überwiegt; indessen treten auch symmetrische Duplette auf. Meistens ist die Mitte gegen die feldfreie Lage verschoben. Zuweilen scheint ein Duplet im Felde aus nichts zu entstehen. | |
| i) Triplet; meist unsymmetrisch in bezug auf Stärke und Abstände der Komponenten; in seltenen Fällen ganz symmetrisch; entstehen auch aus Banden mit hellerem bzw. dunklerem Kern. | |
| k) Quadruplet; meist unsymmetrisch; nur ausnahmsweise symmetrisch. | |
| l) Sextuplet; ein unsymmetrisches wurde in einem Falle beobachtet (§ 52). | |

Hierbei kommen a), b), c), d), e) häufiger vor als die ihnen entgegengesetzt zugeordneten a'), b'), c'), d'), e'). Für c) und c') gilt dasselbe wie oben für γ) und γ'). Beim Vergleich des ordentlichen und außerordentlichen Spektrums bei Kristallen sieht man beim Magnetisieren zuweilen im einen Spektrum eine Bande scheinbar entstehen, die im andern feldfrei bereits schwach angedeutet war. Als kompliziertere *Nebentypen* können noch folgende gelten:

- | | |
|--|---|
| m) Erweiterung einer feldfreien
abschattierten Doppelbande. | m') Verachmelzung einer feldfreien
abschattierten Doppelbande. |
| n) Auflösung der Schattierung an einer oder beiden Seiten der
Banden. | |

Zuweilen hängt es von der Feldintensität ab, welcher Typus auftritt; so kann z. B. eine Aufhellung in der Mitte bei schwachem Felde die Einleitung bilden zu einem Duplet, welches sich beim stärksten Felde weiter in ein Quadruplet aufspalten mag. Außerdem werden allerlei Kombinationen der Haupttypen untereinander beobachtet.

Schließlich bilden sich bei komplizierten Spektralbezirken mannigfache schwer entwirrbare *Zufallstypen* aus, die dann ganz von der gerade obwaltenden Feldintensität abhängen. So können die getrennten Komponenten benachbarter Banden übereinandergreifen, genau zusammenfallen bzw. scheinbar ein stärkeres Band bilden, wodurch zwei benachbarte Duplette scheinbar ein Triplet vorzutäuschen vermögen (z. B. Neodymnitrat, Rot § 32). So kann eine Bande sich im Felde verschieben und die abgetrennte Komponente eines anderen Bandes an deren feldfreie Stelle rücken und dergleichen mehr.

§ 8. Während bei amorphen Substanzen nur zwischen Längs- und Quermagnetisierung zu unterscheiden ist, mehrte sich bei nicht regulären Kristallen die Anzahl der verschiedenen denkbaren Konfigurationen ganz erheblich, und zwar in folgender Weise:

	Regulär	Einachsrig	Zweiachsrig
Längsmagnetisierung	1	2	4
Quermagnetisierung	1	3	6
Im ganzen	2	5	10

In Betracht kommen dabei die Vektoren \mathfrak{S} , Feldrichtung, \mathfrak{Q} , Lichtstrahlenrichtung, und im allgemeinsten Falle \mathfrak{X} , \mathfrak{Y} , \mathfrak{Z} , die drei Hauptrichtungen des Indexellipsoids, sowie eventuell noch \mathfrak{D} , die optische Achsenrichtung; aus deren möglichen Kombinationen ergeben sich obige Zahlen. Dabei ist dann noch die Lage der Polarisationssebene zu berücksichtigen, wodurch die Anzahl der Sonderfälle sich fast verdoppelt, indem der elektrische Schwingungsvektor \mathfrak{E} hinzutritt. Die „normale Zeemansche Polarisation“ erscheint bei Kristallen völlig verdeckt.

Es läge im Interesse einer rationellen theoretischen Verwertung der Versuchsergebnisse, wenn dieselben wenigstens anfänglich den einfachsten Verhältnissen entsprächen; leider ist aber die Auswahl an regulären Körpern sehr beschränkt. Wir haben uns daher bemüht, wenigstens einige passende einachsige kristallisierende Substanzen ausfindig zu machen. Für diese ergibt sich folgendes Schema.

Längsmagnetisierung $\mathfrak{Q} \parallel \mathfrak{S}$	Quermagnetisierung $\mathfrak{Q} \perp \mathfrak{S}$
I. $\mathfrak{D} \parallel \mathfrak{S}$ (und $\parallel \mathfrak{Q}$) Zirkulärpolarisation (positiv oder negativ)	I. $\mathfrak{D} \parallel \mathfrak{S}$ (und $\perp \mathfrak{Q}$) 1. Ordentl. Spektrum ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{D}$ u. $\perp \mathfrak{S}$) 2. Außerord. Spektr. ($\mathfrak{E} \parallel \mathfrak{D}$ u. $\parallel \mathfrak{S}$)
II. $\mathfrak{D} \perp \mathfrak{S}$ (und $\perp \mathfrak{Q}$) 1. Ordentl. Spektrum ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{D}$ u. $\perp \mathfrak{S}$) 2. Außerord. Spektr. ($\mathfrak{E} \parallel \mathfrak{D}$ u. $\perp \mathfrak{S}$)	II. $\mathfrak{D} \perp \mathfrak{S}$ (und $\parallel \mathfrak{Q}$) 1. Ordentl. Spektrum ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{D}$ u. $\perp \mathfrak{S}$) 2. Ordentl. Spektrum ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{D}$ u. $\parallel \mathfrak{S}$)
—	III. $\mathfrak{D} \perp \mathfrak{S}$ (und $\perp \mathfrak{Q}$) 1. Ordentl. Spektrum ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{D}$ u. $\parallel \mathfrak{S}$) 2. Außerord. Spektr. ($\mathfrak{E} \parallel \mathfrak{D}$ u. $\perp \mathfrak{S}$)

§ 9. Was den Sinn der Zirkulärpolarisation in obigem Sonderfalle I, sowie bei regulären und amorphen Substanzen betrifft, so hängt dieser unmittelbar zusammen mit der Gestalt der Knickung, die man mit dem Viertelwellen-Doppelplättchen beobachtet. Der Sinn sei positiv [negativ] genannt, wenn die Periode bzw. die Wellenlänge der bezüglich des Feldes positiven (also dem Erregerstromes gleichsinnigen) Zirkularschwingungen eine positive [negative] Zunahme erleidet.¹⁾

1) Nach dieser Feststellung entspricht der negative Sinn dem bisher beobachteten Verhalten der meisten Dämpfe sowie im Rahmen der Elektronenhypothese den Zirkularschwingungen negativer Elektronen. Man beachte dabei indessen die neuesten Resultate von A. Dufour, *Compt. rend.* 146. p. 118, 229, 810. 1908.

Im übrigen liegen die Verhältnisse bei manchen Dupletten weniger einfach, indem neben „vollständiger Knickung“ (Fig. 1, *a, b, e, f*) auch „unvollständige Knickung“ (*c, d, g, h*) beobachtet

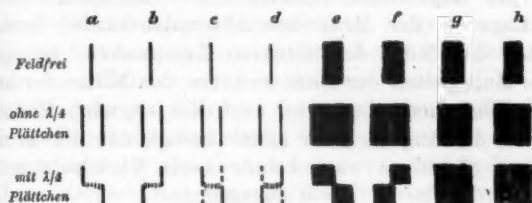


Fig. 1.

wird, wobei neben der Hauptknickung eine weniger deutliche Nebeknickung auftritt. Das Vorkommen beider Knickungsarten nebeneinander beweist schon, daß jene Unvollständigkeit nicht etwa auf der geringfügigen Gangunterschieds-Dispersion der viertelwelligen Glimmerplättchen beruhen kann.

Was ferner die quantitative Auswertung der beobachteten Knickungen betrifft, so nennen wir im folgenden die horizontale Entfernung der oberen und unteren Halblinie (Fig. 1, *a, b*) kurz den „Knick“. Einer weiteren Erläuterung bedarf diese Feststellung, falls es sich um Banden von merklicher Breite handelt; ein Blick auf die schematische Fig. 1, *e, f* zeigt folgendes: Falls die zirkularpolarisierten Banden im Felde dieselbe Breite aufweisen wie die unpolarisierten feldfreien, so ist der Knick der Mittellinie gleich dem des linken oder rechten Randes, bzw. auch gleich der Verbreiterung ohne Viertelwellenplättchen. Umgekehrt kann ersterer Bedingung nicht genügt sein, falls eine Unsymmetrie des Knickes beider Ränder auftritt, wie es häufig beobachtet wurde. Da die Ränder mehr oder weniger verwaschen erscheinen, ist außerdem schon die feldfreie Breite nicht immer ganz eindeutig bestimmt, so daß diesen Messungen eine gewisse Willkür kaum abzusprechen ist.

§ 10. Bezeichnungen: Es bedeutet im folgenden:

β_0 , die feldfreie Breite einer Bande: β_x , die Breite in einem Felde x ; dabei sind die Feldwerte durchweg in Kilogauss (kgs) angegeben; $d\beta = \beta_x - \beta_0$, die Verbreiterung. Bei weiterer Aufspaltung in ein Multiplet bedeuten β', β'', \dots die

Breiten der Komponenten von Violett nach Rot gerechnet. Die Angabe „sehr schmal“ besagt, daß jene Breite von der Ordnung $0,02 \mu\mu$ oder weniger ist.

δ , die magnetische Verschiebung — bezüglich der feldfreien Lage — der Mitte der Absorptionsbande; bzw. bei Triplettten der Mitte der mittleren Komponente; bei geradzähligen Multipletten der Mitte zwischen den Mitten der beiden äußeren Komponenten. δ wird nach Rot +, nach Violett — gerechnet; die Angabe „sehr klein“ besagt, daß δ zwar merklich, aber $\leq 0,02 \mu\mu$ war; konnte keine Verschiebung festgestellt werden, so ist $\delta = 0$ angegeben.

λ , die feldfreie Wellenlänge; bei Multipletten sind $d\lambda'$, $d\lambda'' \dots$ die Abstände der Mitten der Einzelkomponenten von Violett nach Rot; $d\lambda$ deren Summe, d. h. die Entfernung der Mitten der äußeren Komponenten. Obige Größen sind überall in $\mu\mu$ ausgedrückt; wo nötig, ist der Wert $d\lambda/\lambda^2$ berechnet und wie jetzt meistens üblich in cm^{-1} angegeben.

Aus dem bereits Mitgeteilten erhellt, wie weit sich die Vielgestaltigkeit auf dem vorliegenden Erscheinungsgebiet entfernt von der ursprünglichen idealen Einfachheit des „normalen“ Zeeman-Effekts, von dem ja bekanntlich schon die amorphen Dämpfe ganz erheblich abweichen.

Unter diesen Umständen war an eine erschöpfende Durchmusterung nicht zu denken und konnten nur mit einiger Willkür Sonderfälle herausgegriffen werden, von denen anzunehmen war, daß sie etwas Charakteristisches darbieten würden. Es kann der Zukunft überlassen bleiben, mehr Ordnung und Regelmäßigkeit in diese Beobachtungsreihen zu bringen.

Wir wenden uns nunmehr zu diesem speziellen Teil unserer Arbeit, wie gesagt ohne vorläufig einen Anspruch auf Vollständigkeit oder besondere Präzision der Messungen zu erheben.

III. Erste paramagnetische Reihe.

§ 11. Diese umfaßt nur den Sauerstoff; seine bekannten ziemlich schmalen Absorptionsbanden spielten bei unseren Bestimmungen nur eine untergeordnete störende Rolle; bei der Untersuchung von Präparaten in flüssiger Luft verunreinigen jene Banden die Absorptionsspektren, was wohl zu beachten ist. Indessen dürften die Banden des stark paramagnetischen

flüssigen Sauerstoffs¹⁾ doch noch zu breit und verwaschen sein, als daß ein Zeeman-Effekt auch bei den intensivsten Feldern zutage treten könnte. Hierzu gehören ferner das Ozon mit ziemlich breiten Banden, sowie das Stickstoffdioxyd, NO_2 ; dessen charakteristisches Absorptionsspektrum zeigt die bekannte Righische Erscheinung, ein direkter Zeeman-Effekt konnte indessen von Cotton nicht beobachtet werden²⁾; es ist uns auch nicht gelungen, hierüber ein entscheidendes Ergebnis zu erzielen. Durch das freundliche Entgegenkommen der Herren Warburg und Leithäuser konnten wir das Spektrum des von ihnen dargestellten vermutlichen Stickstofftrioxyds³⁾, NO_3 , einer Betrachtung unterziehen; auch hierbei schien uns ein sichtbarer Zeeman-Effekt unwahrscheinlich. Wir erwähnen daher diese Reihe mehr der Vollständigkeit halber, zumal darüber schon viele Versuche vorliegen.⁴⁾ Überhaupt glauben wir auch auf unsere negativen Befunde kurz hinweisen zu sollen.

IV. Dritte paramagnetische Reihe.

§ 12. Zur Eisengruppe sind im magnetischen Sinne zu zählen: Scandium(?), Titan, Vanadin, Chrom, Mangan, Eisen, Kobalt, Nickel, Kupfer⁵⁾, nach steigenden Atomgewichten geordnet. Das Scandium wird von manchen Chemikern den seltenen Erdmetallen nicht mehr zugeordnet, denen es schon durch sein viel niedrigeres Atomgewicht (44) ferner steht. Sein Paramagnetismus ist fraglich; auch liefert es „weiße“ Verbindungen. Von der ziemlich großen Anzahl farbiger Salze, in denen Titan und Vanadin dreiwertig auftritt, untersuchten wir einige, ohne bisher etwas Erwähnenswertes zu finden.

Chromverbindungen.

Die selektiven Eigenschaften erreichen in dieser Reihe beim Chrom ihren Höhepunkt; es verdankt schon seinen Namen

1) G. D. Liveing u. J. Dewar, Phil. Mag. (5) **34**. p. 205. 1892; **40**. p. 268. 1895.

2) Vgl. A. Cotton, Phénom. de Zeeman, Scientia 5. p. 99, Paris 1899.

3) E. Warburg u. G. Leithäuser, Ann. d. Phys. **23** p. 209. 1907.

4) H. Kayser, Handb. d. Spektroskopie **3**. p. 336—365. Leipzig 1905.

5) O. Liebknecht u. A. P. Wills, Ann. d. Phys. **1**. p. 186. 1900.

den gefärbten Verbindungen, welche vielfach Dichroismus und die bekannten Farbwechsel bei Temperaturänderung aufweisen; wir konnten eine Anzahl von ihnen mit Erfolg untersuchen.

Chromkaliumalaun $[\text{CrK}(\text{SO}_4)_2 + 12\text{H}_2\text{O}]$; aus den bekannten regulären Kristallen wurden Plättchen von 2–3 mm Dicke geschliffen. Bei 18° sieht man im Rot eine ziemlich starke Bande 669,8–671,6 μ ; bei -190° wird diese erheblich schmaler, und zwar 668,6–669,4, wobei die Mitte sich also um 1,7 μ nach Violett verschiebt; ferner erscheint eine zweite ziemlich starke Linie 670,2; übrigen sind zwischen 619 und 716 μ etwa 20 schwächere und stärkere Banden und Linien sichtbar.

In einem Längsfelde von 34 kgs erschienen beide Hauptlinien geknickt; der Knick betrug ungefähr 0,10 μ im positiven Sinne. Die Bande 668,6–669,4 wird an der roten Seite von einem, an der violetten von zwei schmalen feinen Trabanten begleitet; diese kamen am deutlichsten zum Vorschein bei einem Alaunplättchen von 4,5 mm Dicke unter Benutzung von Sonnenlicht; im Felde verschwand der rotseitige Trabant, während die beiden anderen am Knick in gleichem Maße teilnahmen, wobei sie indessen verschwommener wurden.

Eine verdünnte wässerige, grüngefärbte Lösung zeigte bei 18° eine leichte Bande 662,7–672,3; eine schwächere Bande 687,5–727,5, also viel breiter und verschwommener als beim festen Kristall.

§ 13. Ferner untersuchten wir einige organische Doppelsalze von Chrom und Kalium, deren Absorptionsspektren bei gewöhnlicher Temperatur durch Lapraik¹⁾ ausführlich beschrieben wurden:

Chromkaliumoxalat $[\text{Cr}_2\text{K}_6(\text{C}_2\text{O}_4)_6 + 6\text{H}_2\text{O}]$; zur Unterscheidung von dem folgenden „blaues Oxalat“ genannt; tatsächlich dichroitische (rot-blaue) kleine monokline Kristalle, welche auf ein Deckgläschen gekittet und bis auf etwa 0,5 mm Dicke abgeschliffen wurden.

Polarisationsebene \parallel langen Kanten: Bei 18° starke Bande 698,0–703,2; bei -190° lag diese 696,5–701,2.

1) Vgl. E. Wiedemann, Wied. Ann. 5. p. 515. 1878; W. Lapraik, Journ. f. prakt. Chemie (2) 47. p. 307. 1893. — G. B. Rizzo, Nuov. Cim. (3) 35. p. 132. 1894.

Polarisationsebene \perp langen Kanten: Bei 18° starke Bande 697,5—703,8, bei -190° lag diese 696,5—703,8.

Eine wässrige Lösung zeigte bei 18° eine starke Bande 693,0—702,0, deren Maximum bei 695,3—699,0 lag; ferner eine sehr schwache Bande 708,4—711,0.

Eine Lösung in Glyzerin zeigte jene starke Bande bei 18° von 694,6—699,0. Bei einer Temperatur oberhalb derjenigen der flüssigen Luft (roh geschätzt auf -130°): schwache Bande 659,7—665,4 (vielleicht nicht einfach), schwache Bande 669,4—671,6, stärkere Bande 675,2—677,2; Halbschattengrenze bei 682,0. Sehr starke Bande 694,7—697,6, Schatten bis 700,3; Beginn des Absorptionsgebietes bei 706,0. Jene Banden kommen ihrer Breite wegen für die Beobachtung eines Zeeman-Effektes noch nicht in Betracht. Dieses oxalsäure Salz ist nicht zu verwechseln mit der sogenannten „roten“ Verbindung:

Chromkaliumoxalat $[\text{Cr}_2\text{K}_2(\text{C}_2\text{O}_4)_4 + x\text{H}_2\text{O}]$; verschiedene Chemiker setzen $x = 8, 10, 12$; dies wurde durch Croft 1842 dargestellt und sein Absorptionsspektrum von Brewster untersucht.¹⁾ Stark dichroitische (weinrot-blaugrau), vermutlich monokline Kristalle. Bei -190° erblickt man mit dem Spektrometer im Rot eine Menge feiner Banden und Linien, von denen am meisten auffallen eine ziemlich starke Bande 680,0 und eine starke Bande 692,5 zwischen den roten Rubinbanden $R_2 = 691,8$ und $R_1 = 693,2$ (vgl. unten § 16).

Ein 1,5 mm dickes Plättchen mußte mit Sonnenlicht untersucht werden, wegen der starken Absorption; die kristallographische Orientierung konnte hier leider nicht bestimmt werden. Bei -190° hatte die Bande 692,5, mit unpolarisiertem Licht eine feldfreie Breite von $0,14 \mu\mu$; in einem Längsfelde von 36,5 kgs betrug die Verbreiterung ungefähr $0,05 \mu\mu$.

§ 14. Chromkaliummalonat $[\text{Cr}_2\text{K}_2(\text{C}_3\text{H}_2\text{O}_4)_6 + 6\text{H}_2\text{O}]$ ist offenbar homolog mit dem „blauen“ Oxalat. Dieses Salz konnte nur als durchwachsenes dunkles Kristallmagma von ungleichmäßiger Orientierung dargestellt werden; dichroitisch (grasgrün-himmelblau). Spektrometrisch sichtbar sind u. a. im Rot bei -190° eine starke Bande, deren Mitte 693,3 ziemlich zusammenfällt mit der roten Rubinbande $R_1 = 693,2$;

1) A. Rosenheim, Zeitschr. f. anorg. Chem. 11. p. 196. 1896; 28. p. 387. 1901.

sowie eine breitere, ziemlich schwache Bande 698,3. Ein Präparat von nur 0,15 mm Dicke zeigte mit unpolarisiertem Lichte die Bande 693,3 mit feldfreier Breite $0,8\mu$; sie erscheint außerdem mit Bezug auf die entsprechende Bande des Oxalats um $0,8\mu$ nach Rot verschoben. In einem Felde von 40 kgs wurde die Bande entschieden verschwommener und verschwand beinahe. Ein mit dem „roten“ Oxalat homologes Malonat konnte bisher nicht untersucht werden; vielleicht würde die Erscheinung dabei noch deutlicher auftreten.

Chromborax, dargestellt durch Zusammenschmelzen von 5—15 Proz. Chromfluorid mit wasserfreiem Borax nach Art der bei der chemischen Analyse üblichen Boraxperlen; geschliffen, poliert und lackiert zur Erhaltung der Luftbeständigkeit: smaragdfarbene amorphe Plättchen, ungefähr 3 mm dick. Bei 18° leichte Bande 673,4—681,0; unscharfe, undeutliche Bande 694,7—739,0. Bei -190° leichte Bande 672,4—680,5; unscharfe Bande 692,3—747,6.

Natürlicher Smaragd [$\text{Be}_3\text{Al}_2(\text{SiO}_3)_6$]; hexagonal, durch wenige Promille Cr_2O_3 gefärbt; merklich dichrottisch (grasgrün-meergrün). Wertloses hellgrünes Exemplar, zu einem Plättchen von 6 mm Dicke geschliffen.

Im *ordentlichen* Spektrum bei 18° ziemlich starke Bande 679,5—680,9, etwas stärkere Bande 682,5—685,3; bei -190° starke Bande 678,6—679,9 und noch stärkere Bande 681,8—683,4.

Im *außerordentlichen* Spektrum waren die Banden viel blasser aber an denselben Stellen, wobei ihre relative Breite vertauscht war.

Wir untersuchten auch den Uvarowit, ein smaragdgrünes Chromcalciumaluminiumsilikat, welches der regulären Granatgruppe angehört, ohne jedoch etwas von Interesse zu finden.

Rubin.

§ 15. Bekanntlich ist der Rubin aufzufassen als verdünnte feste Lösung von wenig Cr_2O_3 in Al_2O_3 ; er kristallisiert in rhomboëdrischen Formen und ist merklich dichrottisch; die bekannte glänzend purpurrote Färbung erscheint in der Achsenrichtung und ist wohl zum Teil auf Fluoreszenz zurückzuführen; das außerordentliche Licht ist dagegen matt ziegelrot. Gaudin stellte bereits 1866 undurchsichtigen Rubin

synthetisch dar; Duboin löste bis zu 15 Proz. Chromoxyd in Aluminiumoxyd und fand, daß aus der Feldstärke nicht auf den Chromgehalt geschlossen werden darf. Verneuil erhielt durch Schmelzung von Al_2O_3 mit 2,5 Proz. Cr_2O_3 durchsichtige Rubinmassen bis zu 3 g.¹⁾ Hr. M. A. Wolff-de Beer, Direktor der Amsterdamer Diamantschleiferei in Berlin, stellte uns freundlichst mehrere natürliche und künstliche Steine zur Verfügung. Die letzteren kommen als rohes Schmelzprodukt in Form von kleinen Birnchen von Paris aus in den Handel; bricht man von diesen das Stielchen ab, so zerspringen sie in mehrere Stücke von ziemlich gleichmäßiger kristallographischer Orientierung, wie man es mit dem Dichroskop ohne weiteres konstatieren kann.

Der Edelstein absorbiert grünes und gelbes Licht. Hr. Jean Becquerel bemerkt nur kurz²⁾, daß eine „zwischen 657 und 676 liegende Bandengruppe in flüssiger Luft verschwindet, während die Bande bei 697 feiner und die bei 705 breiter und intensiver wird als bei gewöhnlicher Temperatur“; dies stimmt nicht ganz mit unserem Befund überein.

Daß der eigentümliche Glanz des Edelsteines zum Teil auf Fluoreszenz beruht, wurde bereits von E. Becquerel, Crookes, Lecoq de Boisbaudran u. a. erkannt. Neuerdings wurde von Hrn. G. C. Schmidt³⁾ festgestellt, daß reines Aluminiumoxyd nicht fluoresziert, dagegen die geringste Spur von Chromoxyd in fester Lösung eine intensive rote Fluoreszenz bedingt, welche bereits bei einem Gehalt von 1:10000 merklich sein soll; hierbei dienten als Erreger Kathoden- bzw. Kanalstrahlen.

Kürzlich wurden dann die Spektren des Rubins von Hrn. Miethe⁴⁾ näher untersucht; außer den verwaschenen Absorptionsgebieten im Gelbgrün und Grün stellte er vier blaue und vier rote schmale Absorptionsbanden fest, die im wesentlichen

1) A. Gaudin, Ann. d. Pharm. 23. p. 234. 1866; M. Duboin, Compt. rend. 134. p. 840. 1902; A. Verneuil, ebenda 135. p. 791. 1902. Vgl. hierzu A. Rohland u. R. Abegg, Handb. d. anorg. Chem. 3, I. p. 77. Leipzig 1906.

2) J. Becquerel, Physik. Zeitschr. 8. p. 932. 1907.

3) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. 13. p. 625. 1904; dort ist die frühere Literatur angeführt.

4) A. Miethe, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 9. p. 715. 1907.

mit den von uns gemessenen übereinstimmen; namentlich erscheint das am meisten nach Rot gelegene Bandenpaar sehr scharf und dunkel. Im Fluoreszenzspektrum erscheint an genau der gleichen Stelle ein intensives rotes Bandenpaar; als Erreger wirken Kathodenstrahlen oder ultraviolettes Licht zwischen 380 und 390 $\mu\mu$. Thermitschlacke mit Chromfärbung und Tonerdemassen, welche vor dem Knallgasgebläse oder im elektrischen Ofen mit Chromzusatz erschmolzen waren, verhielten sich wie natürlicher Rubin.

§ 16. Auch wir fanden keinen Grund zur Annahme eines Unterschiedes zwischen natürlichen und künstlichen Steinen, so daß für die endgültigen Versuche nur letztere benutzt wurden. Im Laboratorium wurden daraus mittels Karborund zwei Parallelepipede geschliffen und poliert, ($7 \times 7 \times 3$) bzw. ($4 \times 1,5 \times 1,5$) mm; bei ersterem lag die Achsenrichtung in einer langen, bei letzterem in einer kurzen Kante; bei einer Dicke von 1,5 mm erhält man auch im Gitterspektrum bereits genügende Absorption, zumal bei tiefen Temperaturen.

Wir beschreiben nun zunächst das feldfreie ordentliche und außerordentliche Hauptabsorptionsspektrum, wie es mit Hilfe des Spektrometers bei 18° und -190° durch eine Dicke von 3 mm senkrecht zur optischen Achse aufgenommen wurde. Wie in § 3 bemerkt, kann die Unsicherheit der absoluten Wellenlängen hierbei 0,1 bis 0,3 $\mu\mu$ betragen; für die kleinen relativen Breiten, Distanzen, Verschiebungen und dergleichen ist nur das Gitterspektrum maßgebend. Die beiden langwelligsten Bandenpaare im Blau und Rot haben wir dann auch im Felde des näheren untersucht und sie durch Buchstaben B_2 , B_1 bzw. R_2 , R_1 unterschieden.

		Zimmertemperatur 18°	Flüssige Luft -190°
<i>Ordentliches Hauptabsorptionsspektrum.</i>			
Blau		447,0 Spur einer Bande	446,5 Spur einer Bande
		467,7—469,1 zieml. schwache Bande	467,5—468,4 ziemlich starke Bande
	B_2	474,9—475,7 ziemlich starke Bande	474,6 starke Linie
	B_1	476,5—477,1 schwache Bande	476,3 etwas schwächere Linie

	Zimmertemperatur 18°	Flüssige Luft -190°
Grün		502,8—584,4 starke Absorption, Schatten
	514,0—599,5 Absorptionsgebiet	588,1—591,2 starke Bande
Gelb		596,0—597,4 starke Bande
	657,5—660,0 zieml. schwache Bande	657,5 u. 658,6 schwache Doppel- linie
	666,6—670,1 schwache Bande	666,7—668,9 Bande, vielleicht Doppellinie
Rot		
R_2	692,4—692,6 starke Bande	691,8 starke Linie
R_1	693,8—694,1 sehr starke Bande	693,2 sehr starke Linie
<i>Außerordentliches Hauptabsorptionsspektrum.</i>		
	468,0—469,2 ziemlich starke Bande	467,8—468,7 ziemlich starke Bande
Blaue B_2	474,9—475,8 sehr schwache Bande	474,6 ziemlich starke Linie
B_1	476,3—477,1 ziemlich starke Bande	476,3 starke Linie
Grün		518,1—550,0 zieml. Absorption, Schatten
	529,2—574,3 geringe Absorpt.	586,0—590,0 schwache Bande
Gelb		595,1—597,8 schwache Bande
	658,6—660,5 schwache Bande	658,0—659,8 zieml. schwache Bande
Rot R_2	692,5 ziemlich starke Linie	691,8 ziemlich schwache Linie
R_1	694,1 schwache Linie	693,2 schwächere Linie

Im ordentlichen bzw. außerordentlichen *Hauptfluoreszenzspektrum*, bei Erregung durch Bogen- bzw. Sonnenlicht ungefähr senkrecht zum beobachteten Licht, erscheinen R_1 und R_2 genau an der gleichen Stelle und mit demselben Habitus wie oben angegeben. Im ordentlichen Spektrum wird die Gesamthelligkeit bei Abkühlung bis -190° entschieden größer.

§ 17. Längsmagnetisierung. Man hat hier die Fälle zu unterscheiden, daß die optische Achse \parallel bzw. \perp zur Feld- (und Strahlen-) Richtung liegt.

I. Optische Achse \parallel Feldrichtung (und \parallel Strahlenrichtung):

A. Bandenpaar im Blau bei -190° . Die Mitten der Absorptionsbanden verschieben sich bei der Abkühlung für B_2 um $0,7 \mu\mu$, für B_1 um $0,55 \mu\mu$ nach Violett; ihre Entfernung bei -190° , im Gitterspektrum gemessen, betrug $1,63 \mu\mu$. In einem Felde von 36 kgs zeigte sich ein Knick für B_2 von $0,055 \mu\mu$, für B_1 von $0,04 \mu\mu$, und zwar im positiven Sinne; eine Unsymmetrie des Knickes nach beiden Seiten bezüglich der feldfreien Bandenlage schien vorhanden, konnte aber nicht mit genügender Sicherheit gemessen werden. Sobald die Temperatur der flüssigen Luft erheblich überschritten wird, lassen sich die blauen Banden im Gitterspektrum nicht mehr bestimmen.

§ 18. *B. Bandenpaar im Rot bei -190° .* Es ist $R_2 = 691,7$ und $R_1 = 693,1$; der im Gitterspektrum gemessene Abstand der wie Linien aussehenden Banden beträgt $1,38 \mu\mu$.

Absorptionsbande R_1 : Feldfreie Breite $0,065 \mu\mu$. Bei einem Felde von 23 kgs beginnt man ein Triplet zu sehen, welches bei 18 kgs noch nicht gut getrennt erscheint; langwelligere Linie nicht scharf getrennt von mittlerer Linie, zusammen eine starke Bande bildend, $0,10 \mu\mu$ breit; kurzwelligere Linie von mittlerer deutlich getrennt im Abstände $0,09 \mu\mu$. Bei 26,5 kgs trennt das Triplet sich weiter, wobei der beiderseitige Abstand $0,11 \mu\mu$ wird. Bei 36 kgs ist die langwelligere Linie stark, die mittlere vielleicht noch stärker, nicht ganz scharf getrennt, Abstand $0,165 \mu\mu$; die kurzwelligere Linie schwach, $0,14 \mu\mu$ von der mittleren entfernt.

Absorptionsbande R_2 . Feldfreie Breite $0,055 \mu\mu$. Bei 23 kgs Triplet; langwelligere Linie nicht gut getrennt von mittlerer, zusammen eine stärkere Bande von $0,075 \mu\mu$ Breite bildend; kurzwelligere Linie von mittlerer getrennt im Abstände $0,07 \mu\mu$. Bei 26,5 kgs geht die Trennung weiter, Abstände $0,08$ bzw. $0,09 \mu\mu$. Bei 36 kgs ist die langwelligere Linie ziemlich stark, noch einigermaßen mit der mittleren zusammenhängend, im Abstände $0,115 \mu\mu$; die kurzwelligere schwach, deutlicher abgespaltet in der Entfernung $0,15 \mu\mu$.

In allen diesen Fällen waren die seitlichen Komponenten so gut wie vollständig zirkulärpolarisiert im positiven Sinne; da die mittlere Linie bei keiner der beiden Stellungen des Viertelwellenplättchens verschwand, konnte sie nicht zirkulär-

polarisiert sein; eine lineare Polarisation war schon aus Gründen axialer Feldsymmetrie ausgeschlossen. Diese merkwürdige Erscheinung beruht vielleicht nur auf der ungenügenden Aufspaltung der nahen inneren Komponenten eines Quadruplets. Eine magnetische Verschiebung der mittleren Linie in bezug auf ihre feldfreie Lage¹⁾ konnte nicht festgestellt werden; keinenfalls betrug sie mehr als 1—2 hundertstel $\mu\mu$. In nachstehender Tabelle sind die Daten für Felder von 26,5 und 36 kgs zusammengestellt; bei 23 kgs ist die Aufspaltung zu undeutlich für sichere Messungen.

\mathfrak{H} (kgs)	Absorptionsbande R_2					
	λ ($\mu\mu$)	$d\lambda'$	$d\lambda''$ ($\mu\mu$)	$d\lambda$	$d\lambda/\lambda^2$ (cm^{-1})	$\frac{10 d\lambda}{\mathfrak{H}}$
26,5	691,7	0,09 + 0,08 = 0,17			3,6	0,064
36	„	0,15 + 0,115 = 0,265			5,5	0,073

\mathfrak{H} (kgs)	Absorptionsbande R_1					
	λ ($\mu\mu$)	$d\lambda'$	$d\lambda''$ ($\mu\mu$)	$d\lambda$	$d\lambda/\lambda^2$ (cm^{-1})	$\frac{10 d\lambda}{\mathfrak{H}}$
26,5	693,1	0,11 + 0,11 = 0,22			4,6	0,083
36	"	0,14 + 0,165 = 0,305			6,3	0,085

Die Quotienten $10 d\lambda/\mathfrak{H}$ ergeben offenbar die Gesamttrennung für ein Feld von 10 kgs; die nicht allzu großen Abweichungen liefern keinen Grund um die Proportionalität der Aufspaltung mit der Feldintensität, wenigstens in erster Annäherung zu bezweifeln (vgl. die Tabelle § 21).

§ 19. C. Fluoreszenzbanden bei -190° . In einem Längsfelde von 36 kgs ergaben sich mit Erregerstrahlen senkrecht zum Felde und zur optischen Achse auch hier Triplette, welche den oben beschriebenen ganz analog waren, bis auf den Polarisationszustand. Insbesondere bei R_1 war der Knick sehr unvollständig, im Sinne des § 9; die Lichtintensität des Nebenknicke betrug mindestens die Hälfte derjenigen des positiv

1) Vgl. P. Zeeman, Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam 16, p. 618. 1908.

zirkularpolarisierten Hauptknicks; wie oben erwähnt, konnte dagegen bei den Absorptionsbanden ein Nebenknicke nicht oder doch kaum beobachtet werden. R_2 verhielt sich ganz ähnlich; nur ist diese Bande lichtschrächer und daher die Erscheinung nicht so deutlich zu sehen.

Es mag vorweg bemerkt werden, daß ein Unterschied des Polarisationszustandes der einzige wesentliche ist, den wir bisher zwischen dem sich in jeder anderen Hinsicht völlig deckenden Verhalten der Absorptions- und Fluoreszenzbanden in den untersuchten vier Sonderfällen festgestellt haben. Sonst erschienen die Fluoreszenzbanden bzw. Komponenten *cet. par.* nur meistens etwas breiter als bei der Absorption, was aber auf optischer Täuschung durch eine Art Irradiation beruhen kann.

§ 20. *D. Absorptionsbanden im Rot bei höheren Temperaturen.* Bei -79° waren die Banden bereits erheblich verbreitert und verwaschen, so daß die in der Achsenrichtung durchstrahlte Rubinschrict 7 mm betragen mußte; bei diesen Versuchen konnte nur ein Feld von 18,5 kgs verwandt werden. Die Erwärmung von -193° bis -79° verschob R_1 um $0,62\mu$, R_2 um $0,58\mu$ nach Rot zu, so daß nun die Entfernung $R_1 - R_2 = 1,42\mu$ wurde. Im Felde zeigte R_1 einen rotseitigen Knick von 0,12, einen violettseitigen von 0,065 μ , während R_2 nach Rot 0,04, nach Violett 0,07 μ abknickte.

Erwärmung von -193° bis $+18^\circ$ verschob R_1 um $0,76\mu$, R_2 um $0,69\mu$ nach Rot, so daß ihr Abstand jetzt 1,45 μ war. Im Felde ergab R_1 einen beiderseitigen Knick von 0,07 μ , R_2 einen solchen von 0,055 μ .

Weitere Erwärmung von $+18^\circ$ bis $+200^\circ$ verschob R_1 und R_2 um 1,0 μ nach Rot, so daß die Entfernung die gleiche blieb. Bei 200° war die Erscheinung schon sehr verschwommen. Nach Schätzung erlitten beide Banden im Felde einen symmetrischen Knick von 0,05 μ .

Endlich ergab die Erhitzung von $+18^\circ$ bis ungefähr $+300^\circ$ eine Verschiebung beider Linien um 1,4 μ nach Rot bei gleichbleibendem Abstand. Bei 300° verwässerten sich die Banden vollends und erschien sogar ein Schatten zwischen R_1 und R_2 . Die Größenordnung des Knickes schien ungefähr die gleiche wie bei 200° .

Temperatur	Absorptionsbande R_2			Absorptionsbande R_1		
	$d\lambda'$	$d\lambda''$	$d\lambda$	$d\lambda'$	$d\lambda''$	$d\lambda$
-190° ($\bar{\nu} = 26,5$)	0,09 + 0,08 = 0,17			0,11 + 0,11 = 0,22		
-190° ($\bar{\nu} = 18,5$)	0,065 + 0,055 = 0,12			0,075 + 0,075 = 0,155		
- 79 "	0,07 + 0,04 = 0,11			0,065 + 0,12 = 0,185		
+ 18 "	0,055 + 0,055 = 0,11			0,07 + 0,07 = 0,14		
+ 200 "	0,05 + 0,05 = 0,10			0,05 + 0,05 = 0,10		
+ 300 "	Größenordnung die gleiche					

In der Tabelle sind obige Angaben zusammengestellt, wobei diejenigen für -190° nach der vorigen Tabelle auf das Feld 18,5 kgs reduziert sind. Wegen der allein zirkularpolarisierten Außenkomponenten der Triplette ist die Summe der Abstände $d\lambda'$ und $d\lambda''$ zu vergleichen mit der Summe der beiderseitigen Knicke. Aus dem ziemlich komplizierten Verlauf der Erscheinung scheint uns für R_1 zu folgen, daß der Einfluß der Magnetisierung im großen und ganzen mit über -79° steigender Temperatur abnimmt, während bei R_2 die Abnahme durch Versuchsfehler bedingt sein kann.

§ 21. Wir wenden uns nun zum zweiten Fall.

II. Optische Achse \perp Feldrichtung (und \perp Strahlenrichtung), wobei zu unterscheiden ist zwischen dem ordentlichen und außerordentlichen Spektrum. Dabei wird nur noch ein Nicol benutzt, nicht mehr das Viertelwellenplättchen, da keine Zirkularpolarisation auftreten kann.

1. *Ordentliches Absorptionsspektrum* (Polarisationsebene horizontal).

A. *Bandenpaar im Blau bei -190° .* Die feldfreie Breite betrug für B_1 0,17, für B_2 0,14 $\mu\mu$, der Abstand der Mitten 1,68 $\mu\mu$; beide Banden hatten ziemlich das gleiche Aussehen. In einem Felde von 36 kgs wurde die Breite für beide 0,26 $\mu\mu$; die Verbreiterung betrug daher für B_1 0,09, für B_2 0,12 $\mu\mu$.

B. *Bandenpaar im Rot bei -190° .* Es ist $R_2 = 691,8$ und $R_1 = 693,2$; die feldfreie Breite betrug für R_1 0,08, für $R_2 = 0,07 \mu\mu$, der Abstand im Gitterspektrum 1,41 $\mu\mu$; es handelt sich also wieder um Absorptionslinien, die, wenn auch stärker als Fraunhofersche Linien, doch die Breite der Linien dichten Natriumdampfes kaum übertreffen.

In einem schwachen Felde von 20 kgs wurde zunächst R_1 breiter, wobei sie in der Mitte abschattiert schien, R_2 zeigte ein Duplet im Abstände $0,3 \mu\mu$, dessen Zwischenraum etwas dunkler war als der spektrale Hintergrund. In dieser Weise wurde die Erscheinung in unserer ersten Veröffentlichung beschrieben; indessen ergibt eine Verstärkung des Feldes alsbald eine weitergehende Aufspaltung.

Schon in einem Felde von 23 kgs ergab R_1 ein *Quadruplet*, dessen vier Komponenten ungefähr gleich waren und dessen Intervalle nach dem Rot zu etwas zuzunehmen schienen. Die Zwischenräume erschienen jetzt ebenso hell wie der spektrale Hintergrund, mit Ausnahme des etwas dunkleren zwischen dem violettseitigen Komponentenpaare; die Entfernung der äußeren Linien betrug $0,28 \mu\mu$. R_2 zeigte ein *Quadruplet*, dessen innere Komponenten viel schwächer waren als die äußeren, und räumlich unsymmetrisch verteilt (bei unscharfer Einstellung der Lupe glaubt man daher nur ein Duplet zu sehen); die Entfernung der äußeren Linien war $0,285 \mu\mu$.

Bei 30 kgs war die Erscheinung ganz ähnlich, mit Abständen $0,39$ für R_1 und $0,38 \mu\mu$ für R_2 .

Bei 36 kgs geht die Trennung weiter. Für R_1 wurde von Violett nach Rot zu gemessen:

$$\begin{aligned} d\lambda' &= 0,14, & d\lambda'' &= 0,145, & d\lambda''' &= 0,15, & d\lambda &= 0,435 \mu\mu, \\ \beta' &= 0,065, & \beta'' &= 0,035, & \beta''' &= 0,025, & \beta'''' &= 0,07 \mu\mu. \end{aligned}$$

Die Entfernung der äußersten Grenzen betrug $0,50 \mu\mu$; die Mitte zwischen diesen war um $0,04 \mu\mu$ nach Violett verschoben mit Bezug auf die feldfreie Lage.

Für R_2 erhielten wir bei 36 kgs folgende Werte:

$$\begin{aligned} d\lambda' &= 0,085, & d\lambda'' &= 0,20, & d\lambda''' &= 0,15, & d\lambda &= 0,435 \mu\mu, \\ \beta' &= 0,045, & \beta'' \text{ und } \beta''' & \text{ sehr schmal,} & \beta'''' &= 0,055 \mu\mu. \end{aligned}$$

Die Entfernung der äußersten Grenzen betrug $0,47 \mu\mu$; die Verschiebung der Mitte nach Violett war geringer wie bei R_1 und konnte hier nicht sicher gemessen werden.

Nennen wir wieder $d\lambda$ die totalen Abstände zwischen den Mitten der äußeren Komponenten, so ergibt sich

Φ (kgs)	Absorptionsbande R_2				Absorptionsbande R_1			
	λ ($\mu\mu$)	$d\lambda$ ($\mu\mu$)	$d\lambda/\lambda^2$ (cm^{-1})	$10 d\lambda$ Φ	λ ($\mu\mu$)	$d\lambda$ ($\mu\mu$)	$d\lambda/\lambda^2$ (cm^{-1})	$10 d\lambda$ Φ
23	691,8	0,285	6,0	0,124	693,2	0,28	5,8	0,122
30	"	0,38	7,9	0,126	"	0,39	8,1	0,130
36	"	0,435	9,1	0,121	"	0,435	9,0	0,121

Die ziemlich gute Übereinstimmung der Quotienten beweist die Proportionalität der Gesamttrennung mit der Feldintensität, wenigstens in erster Annäherung; es scheint uns unwahrscheinlich, daß sich bei schwächeren Feldern Abweichungen von jener Proportionalität zeigen sollten.

Bei Zimmertemperatur erhielten wir in einem Felde von ungefähr 20 kgs Verbreiterungen von der Ordnung 0,15 $\mu\mu$, die sich auch photographieren ließen mittels einer Lumière-schen B -Platte, welche mit Alizarinblau und Nigrosin rot sensibilisiert und 20 Min. exponiert wurde.

§ 22. Ziemlich ähnlich verhalten sich die Banden im

2. außerordentlichen Absorptionsspektrum (Polarisationsebene vertikal).

A. Bandenpaar im Blau bei -190° . Die feldfreie Breite betrug für B_1 0,10, für B_2 0,15 $\mu\mu$, der Abstand der Mitten 1,71 $\mu\mu$; die Linien erscheinen etwas verschoben mit Bezug auf ihre Lagen im ordentlichen Gitterspektrum, und zwar B_1 um 0,025 $\mu\mu$ nach Rot und B_2 etwas nach Violett; dabei war B_2 verwaschener und blasser als B_1 .

In einem Felde von 36 kgs wurden die Breiten 0,18 bzw. 0,22 $\mu\mu$; die Verbreiterung betrug daher für B_1 0,08, für B_2 0,07.

B. Bandenpaar im Rot bei -190° . Die feldfreie Breite betrug für R_1 0,07, für R_2 0,06, der Abstand der Mitten 1,41 $\mu\mu$; sie erscheinen beide um 0,02 $\mu\mu$ nach Violett verschoben mit Bezug auf ihre Lage im ordentlichen Spektrum; R_1 ist schwächer als R_2 .

Bei 36 kgs zeigt R_1 ein Quadruplet von vier ungefähr gleich starken Linien in scheinbar gleichen Abständen, indessen zum Ausmessen zu schwach; Entfernung der äußersten Grenzen 0,49 $\mu\mu$; die Mitte schien um 0,02 $\mu\mu$ nach Violett verschoben mit Bezug auf die feldfreie Lage.

R_2 zeigt auch ein Quadruplet; von den vier Linien waren die inneren scheinbar etwas stärker als die äußeren (also ent-

gegengesetzt wie im ordentlichen Spektrum); die Bestimmung der Abstände blieb unsicher; Entfernung der äußersten Grenzen ungefähr $0,4 \mu\mu$.

3. *Fluoreszenzbanden bei -190° .* Durch Erregerstrahlen senkrecht zur Feldrichtung, also hier parallel der optischen Achse wurden die Banden erregt, welche bei einem Längsfelde von 36 kgs ebenfalls in Quadruplette aufgespaltet wurden; diese zeigten im ordentlichen und außerordentlichen Spektrum in allen Einzelheiten den gleichen Habitus wie bei der Absorption. Beim Anwärmen des Rubins nach Verdunstung der flüssigen Luft war der Gang der Fluoreszenzerscheinung qualitativ auch wieder ganz analog.

§ 23. *Quermagnetisierung.* Wir behandeln hier in derselben Reihenfolge die Fälle, wo die optische Achse \parallel bzw. \perp zur Feldrichtung (also \perp bzw. \parallel zur Strahlenrichtung) liegt, und zwar nur für das Bandenpaar im Rot bei -190° .

I. Optische Achse \parallel Feldrichtung (und \perp Strahlenrichtung).¹⁾

1. *Ordentliches Absorptionsspektrum* (Polarisationsebene horizontal). Beide rote Banden ergaben in einem Felde von 36 kgs *Triplette*.

Für R_1 war $d\lambda' = 0,15$, $d\lambda'' = 0,10$; $d\lambda = 0,25$ insgesamt; die drei Komponenten erschienen unter sich gleich und sehr schmal; die mittlere verblieb in der feldfreien Lage der Bande.

Für R_2 war $d\lambda' = d\lambda'' = 0,12$; $d\lambda = 0,24$ insgesamt; die äußeren Komponenten waren sehr schmal; die mittlere hatte eine Breite $\beta'' = 0,06$ und verblieb in der feldfreien Lage.

2. *Außerordentliches Absorptionsspektrum* (Polarisationsebene vertikal). Bei 36 kgs ergaben beide Banden recht schwache Duplette, deren Aufspaltung größer erschien als die der Triplette des ordentlichen Spektrums. Für R_1 konnte $d\lambda$ nicht gemessen werden, für R_2 war $d\lambda = 0,33$. Vermutlich dürfte in beiden Fällen noch eine sehr schwache unsichtbare mittlere Komponente vorhanden gewesen sein.

1) Die Durchleuchtungsstrecke betrug nur 1,5 mm; infolgedessen sah man bei 18° die roten Banden hier nur im ordentlichen feldfreien Gitterspektrum, nicht im außerordentlichen; auch bei -79° war in letzterem noch nichts zu sehen. Die Fluoreszenzbanden verhielten sich ebenso.

3. *Fluoreszenzspektren*. Die Erregerstrahlen verliefen in Richtung des Feldes und der optischen Achse; die Spektren entsprachen beide, das ordentliche wie das außerordentliche, in allen Einzelheiten genau den Absorptionsspektren; nur erschienen die Komponenten der Triplette alle wieder etwas breiter.

II. Optische Achse \perp Feldrichtung (und \parallel Strahlenrichtung). Die durchleuchtete Strecke betrug auch hier ca. 1,5 mm.

1. *Absorptionsspektrum*. Beide rote Banden wurden in einem Felde von 36 kgs in *Quadruplette* zerlegt.

Für R_1 war $d\lambda' = 0,16$, $d\lambda'' = 0,16$, $d\lambda''' = 0,17$; $d\lambda = 0,49$. Die drei Komponenten erschienen ungefähr gleich; zwischen dem violettseitigen Paare blieb eine leichte Schattierung; sie waren weder horizontal noch vertikal polarisiert.

Für R_2 war $d\lambda' = 0,12$, $d\lambda'' = 0,18$, $d\lambda''' = 0,16$; $d\lambda = 0,46$. Die äußeren Komponenten waren stark und weder horizontal noch vertikal polarisiert. Die inneren waren erheblich schwächer; von diesen erschien die kurzwelligere bei vertikal polarisiertem Lichte als die schwächere; bei horizontal polarisiertem Lichte schien das Umgekehrte der Fall zu sein; ganz klargestellt konnte der Polarisationszustand nicht werden.

2. *Fluoreszenzspektrum*, erregt durch Strahlen in der Feldrichtung und senkrecht zur optischen Achse. Die bei 36 kgs getrennten Quadruplette entsprachen wieder den vorigen und hatten nur etwas breitere Komponenten. Die inneren Komponenten von R_2 waren auch hier die schwächeren; sie schienen aber hier unabhängig zu sein vom Polarisationszustand.¹⁾

III. Der dritte mögliche Fall, daß die optische Achse \perp zur Feld- und zur Strahlenrichtung steht, also bei der üblichen Versuchsanordnung eine vertikale Lage einnimmt, konnte mit den vorhandenen Rubinpräparaten leider noch nicht verwirklicht werden.

§ 24. *Rubinspinell* [MgAl_2O_4]; regulär, durch Chrom rot gefärbt. Dieser Halbedelstein, von dem uns durch gefl. Vermittelung des Hrn. Miethe ein oktaedrisches Stück zur Verfügung stand, zeigt nach jeder Richtung die mattere ziegel-

1) Zu den Fluoreszenzversuchen sei schließlich allgemein bemerkt, daß keine Fluoreszenz mehr zu sehen war, wenn die Erregerstrahlen ein rotes Glas durchlaufen hatten; bei Benutzung eines blauen Glases war sie nur noch schwach.

rote Färbung, welche den außerordentlichen Strahlen beim Rubin innewohnt, ohne den Purpurglanz des letzteren. Bei einer Durchleuchtungsstrecke von 3 mm waren bei 18° Absorptionsbanden nicht sichtbar. Dagegen erschien bei -190° ein Paar schwacher, schmaler, unscharfer Banden 682,1 und 683,9, von denen letztere als die schmalere erschien. Fluoreszenz war nicht zu konstatieren und die Beobachtung eines Zeeman-Effektes im Gitterspektrum leider ausgeschlossen; im Hinblick auf die optische Isotropie des Spinells würde sie von Interesse sein.

Chromit (Chromeisenerz), ebenfalls regulär, konnten wir nicht so dünn schleifen, daß genügend Licht hindurchstrahlte.

Verbindungen von Mn, Fe, Co.¹⁾

§ 25. Die bekannten Absorptionsstreifen des *Kaliumpermanganats* und *Ferrichlorids* — letzteres mit stark negativer magnetischer Rotationspolarisation — sind bei Zimmertemperatur erheblich breiter als die bisher herangezogenen der Chromverbindungen. Äthylalkoholische Lösungen, welche in flüssiger Luft zu einer amorphen Masse erstarren, zeigten zwar eine gewisse Verengung der Banden, aber für die Beobachtung eines Zeeman-Effektes war diese ungenügend.

Von Kobaltverbindungen bzw. Färbungen liefern weder Saphir noch blauer Spinell etwas Bemerkenswertes; von einigen selektiv absorbierenden komplexen Rhodaniden untersuchten wir: *Kobaltammoniumrhodanid* $[(\text{NH}_4)_2\text{Co}(\text{CNS})_4]$ in ziemlich verdünnter alkoholischer Lösung; diese zeigte bei 18° eine unscharfe Bande 594—663; die Absorptionsgrenze lag bei 696. Bei -190° war die blaue Lösung erstarrt aber blieb durchsichtig, wiewohl erblaßt; die Banden wurden schmaler mit abnehmender Temperatur; schließlich beobachtet man unscharfe Banden 580—586, 597—605 und 618—620; Schatten bis 645.

Schließlich liefern die Endglieder der dritten Reihe, Nickel und Kupfer, zwar farbige Verbindungen, die indessen für die vorliegenden Zwecke nicht in Betracht kommen.

V. Fünfte paramagnetische Reihe.

§ 26. Im letzten Jahrzehnt hat die Erforschung der seltenen Erdgruppe erhebliche Fortschritte gemacht; bei der

1) Vgl. J. M. Hiebendaal, Dissert. Utrecht 1873.

chemischen Trennung werden die paramagnetischen Eigenschaften auch als Reinheitskriterium angewandt¹⁾, ein Verfahren, welches übrigens bereits von Anfang an empfohlen worden war.²⁾ Nach den jetzigen Anschauungen scheint jene Reihe, nach steigenden Atomgewichten von 140 bis 175 geordnet, folgende Erdmetalle zu umfassen³⁾:

1. Ceriterden: Cer, *Praseodym*, *Neodym*, *Samarium*.

2. Terbinerden: [*Europium*], Gadolinium [*Terbium*, *Dysprosium*].

3. Yttererden: [*Holmium*], *Erbium*, [*Lutetium*(?)], [*Thulium*], Ytterbium?, [*Neoytterbium*(?)].

Die zwischen [] befindlichen Erden waren in 1899 nicht zu haben; die Verbindungen der übrigen wurden stark paramagnetisch befunden, mit einem Maximum für Erbium, welches indessen wohl auch bei Dysprosium oder Holmium liegen mag. Sobald die chemische Erkenntnis und die Reinigung in ein abgeschlossenes Stadium eingetreten sein wird, wäre eine erneute Bestimmung der molekularen Suszeptibilität sehr erwünscht; heute läßt die Reinheit bei den Yttererden noch viel zu wünschen übrig; dagegen sind die Ceriterden wohl so gut wie völlig rein zu erhalten.

Die sichtbaren Absorptionsspektren der Verbindungen der kursiv gedruckten Metalle zeigen die bekannten höchst selektiven Eigenschaften; vielleicht würde eine genauere Untersuchung auch für die „weißen“ Verbindungen von Ce und Yb etwas Ähnliches ergeben, wenn auch nur im Ultraviolett bzw. Infrarot; für Gadolinium und Dysprosium wurde dies bereits nachgewiesen.

Wir untersuchten hauptsächlich Verbindungen der drei Ceriterdmetalle Pr, Nd, Sm, wie sie bereits in 1899 benutzt

1) Vgl. G. Urbain, *Compt. rend.* 146. p. 406. 1908.

2) H. du Bois u. O. Liebknecht, *Ann. d. Phys.* 1. p. 197. 1900.

3) Vgl. R. J. Meyer, *Handbuch d. anorg. Chemie* 3. p. 129—338. Leipzig 1908, wo auch die spektralanalytische Literatur angeführt ist. Wegen Skandium vgl. § 12; Yttrium und Lanthan haben niedrigeres Atomgewicht und diamagnetische Verbindungen. Über die Absorptionsspektren erschienen neuerdings noch folgende Untersuchungen: W. Reeh, *Zeitschr. f. wiss. Photogr.* 3. p. 411. 1906; Helen Schaeffer, *Physik. Zeitschr.* 7. p. 822. 1906; B. Schaeffers, *Inauguraldiss.*, Bonn 1907.

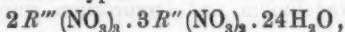
worden waren. Statt des von Cleve † in Upsala stammenden Erbiums wurde jetzt solches von der Firma Drossbach & Co. bezogen; es dürfte noch viel Verunreinigungen, namentlich Yttrium, Dysprosium und Holmium, enthalten. Bei der spektralen Untersuchung ist man im Gegensatz zur magnetischen in der angenehmen Lage, daß es auf Reinheit weniger ankommt, wenn solche auch im Hinblick auf schwächere Absorptionslinien recht erwünscht ist. Den Herren Proff. A. Rosenheim und R. J. Meyer sind wir für freundliche Hilfe auf diesem chemischen Spezialgebiete zu größtem Dank verpflichtet.

§ 27. Über die kristallographischen Verhältnisse der Salze jener vier Metalle ist folgendes zu bemerken:

Die Nitrate und Magnesiumdoppelnitrate lassen sich völlig amorph erhalten, indem man durch vorsichtiges Erwärmen über 100° das Kristallwasser austreibt; wir stellten diese glasigen durchsichtigen Massen in flachgeblasenen Reagenzgläsern dar. An der Oberfläche und an den Wänden des Gläschens bildet sich nach einigen Tagen unter Wasseraufnahme eine Art mikrokristallinischer Schaum, welchen wir sammelten und mittels Zaponlacks zu dünnen Scheibchen verarbeiteten; außerdem untersuchten wir feste Lösungen in Borax und Glas.

Die seltenen Erden sind leider keine Alaunbildner; auch sonst scheinen reguläre Salze bzw. Doppelsalze bisher nicht bekannt geworden zu sein.

Dagegen bilden die Ceriterden R''' eine isomorphe Reihe von hexagonalen Doppelnitraten mit zweiwertigen Metallen R'' vom allgemeinen Typus



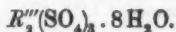
worin R'' durch Mg, Mn, Co, Ni, Zn dargestellt sein kann. Von diesen optisch einachsigen Krystallen haben wir einige untersucht; die Anwesenheit eines ferromagnetischen Metalles Mn, Co oder Ni erschien dabei unerheblich.

Die entsprechenden Doppelnitrate des Erbiums erwiesen sich leider monoklin.¹⁾ Auch sonst sind bei den Yttererden einachsige Kristalle bisher nicht gefunden worden.

Überhaupt kristallisiert die überwiegende Mehrzahl der

1) Zuweilen ist umgekehrt bei den Yttererden die Symmetrie eine höhere; so kristallisieren deren Doppelplatincyane rhombisch, dagegen diejenigen der Ceriterden monoklin.

Salze monoklin. Insbesondere wohlcharakterisiert, luftbeständig und durchsichtig ist eine isomorphe Reihe von Oktohydraten der Sulfate



Diese kristallisieren leicht aus angesäuerter Lösung bei 20—25°, meist mit täfligem Habitus, derart, daß die Plättchen beide optische Achsen enthalten.¹⁾

Die Chloride sind sehr zerfließlich; aber auch die wichtigen Nitrate machten uns viele Mühe, namentlich bei feuchter Witterung; ein Tauchlack aus Mastix in Benzol gewährte indessen vielfach genügenden Schutz.

Die Kristallisationen aus Wasser oder Amylacetat kamen meistens erst nach vielen mißlungenen Versuchen und wochenlangem Abwarten in genügendem Umfang zustande. Das Schleifen bzw. die kristallographische Bestimmung geschah bei Zimmertemperatur und Natriumlicht mit Hilfe eines Fuessschen Polarisationsapparates. Der Einfluß der Dispersion und der Abkühlung auf die Achsenlage konnte nicht berücksichtigt werden. Beobachtungen, die nur den Einfluß des Anions oder der Temperatur auf das Absorptionsspektrum betreffen, haben wir im allgemeinen nicht mitgeteilt; über den Einfluß der Abkühlung bis -190° läßt sich im allgemeinen aussagen, daß bei Neodymsalzen eine Aufspaltung und Verschärfung der Banden eintritt. Bei Erbiumyttriumsulfat und Erbiumnitrat tauchen vielfach neue Banden auf; bei Bastnäsit und Hussakit ist der Einfluß nur ein geringer. Wir gedenken hierauf später zurückzukommen.

Diese Verbindungen, besonders die Nitrate, liefern eine reiche Fülle von Beobachtungen der in § 7 erwähnten typischen Zeeman-Effekte, welche in der buntesten Weise in den einzelnen Spektralgebieten durcheinandergewürfelt erscheinen. Speziell bei manchen Erbiumverbindungen ist es kein leichtes, die scheinbar unentwirrbare Einwirkung der Magnetisierung zu enträtseln. Es gelingt das indessen durch wiederholtes Beobachten während des sehr langsamen Vergehens des Feldes beim großen Ringelektromagnet.

1) Kristallographische Beschreibung bei E. H. Kraus, Zeitschr. f. Kristallogr. u. Mineral. 34. p. 397. 1901; außer den Oktohydraten gibt es noch eine Menge Sulfate mit verschiedenem Kristallwassergehalt.

Wir wenden uns nunmehr zur Spezialdiskussion der mit einzelnen Salzen erhaltenen Ergebnisse.

Praseodymsulfat $[\text{Pr}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}]$.

§ 28. Hellgrünes Plättchen, die optische Achsenebene enthaltend, 0,6 mm dick. Zeigt bei -190° im Violett und Blau einige nicht allzu schmale Banden; im Orange wenige breite Banden; ferner eine starke Bande 599,0—599,3, eine ziemlich schwache 600,9—601,4. Das Plättchen wurde nun mit der ersten Bisektrix (Halbierungslinie des spitzen Achsenwinkels) vertikal aufgestellt in einem Längsfeld von 40 kga. Mit vertikal polarisiertem Lichte wurde Bande 599,0—599,3 deutlich um $0,1 \mu$ verbreitert; die andere Bande wurde ebenfalls breiter und verwaschener. Mit horizontal polarisiertem Licht war die Erscheinung ähnlich, aber weniger deutlich zu sehen; dagegen zeigten einige der breiteren Banden hier eine zweifellose Verbreiterung.

Neodymsulfat $[\text{Nd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}]$.¹⁾

§ 29. Eine Anzahl dünner rosenroter Plättchen wurde bei -190° untersucht; die erste Bisektrix stand immer vertikal. Es ergaben sich hier Verbreiterungen oder Duplette, bzw. vielleicht einige Quadruplette; die Ergebnisse lassen sich übersichtlich in Tabellen zusammenstellen.

Bandengruppe im Blau bei -190° ; 8 Banden gemessen.

41 Kilogauss (long.) — Blau — Dicke 0,3 mm Polarisationsebene horizontal								
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
λ	469,5	472,8	474,0	474,5	475,3	476,2	477,0	477,4 μ
β_0	0,26	0,26	0,14	0,05	0,085	0,16	0,105	0,09 "
β_{41}	0,26	0,35	—	0,105	—	0,195	0,21	0,23 "
$d\beta$	0	0,09	—	0,055	—	0,085	0,105	0,14 "
$d\lambda$	—	—	0,22	—	0,18	—	—	— "
$d\lambda/\lambda^2$	—	—	9,8	—	8,0	—	—	— cm^{-1}

1) J. Becquerel u. H. Kamerlingh Onnes (l. c. p. 682) veröffentlichten ungefähr gleichzeitig mit uns Beobachtungen an den Silikaten von Pr und Nd, welche sich nachträglich als für die Sulfate geltend herausstellten; über Kristallwassergehalt findet sich keine Angabe; jene Daten beziehen sich außerdem auf -253° und ein Feld von nur 18 kga, so daß die beiden Beobachtungsreihen sich gegenseitig ergänzen.

Hierbei bildete III ein unsymmetrisches Duplet, dessen langwellige Komponente die schmälere war; V ein schwaches Duplet; bei VI hellte sich die Mitte etwas auf.

Bei vertikaler Polarisationssebene wurden alle Banden verwaschener, die meisten etwas nach Rot verschoben; im Felde wurde Verbreiterung oder weitergehende Verwässerung gesehen; III gab in diesem Fall ein symmetrisches Duplet.

Bande im Blaugrün bei -190° : bei horizontaler Polarisationssebene $\lambda = 511,9$, $\beta_0 = 0,13 \mu\mu$; in einem Längsfelde von 42 kgs erschien ein Duplet: Breite der langwelligen Komponente 0,13, der kurzwelligen 0,18, des lichten Zwischenraums $0,09 \mu\mu$; das Ganze machte den Eindruck vielleicht ein Quaduplet zu sein. Bei vertikaler Polarisationssebene war die Erscheinung ähnlich aber weniger deutlich.

Bandengruppe im Grün bei -190° ; 6 Banden gemessen.

42 Kilogauss (long.) — Grün — Dicke 0,3 mm						
Polarisationsebene horizontal						
	I	II	III	IV	V	VI
λ	521,2	523,0	523,9	525,3	526,0	527,5 $\mu\mu$
β_0	0,49	0,105	0,355	0,10	0,13	0,195 "
β_{45}	0,58	—	—	0,15	0,275	0,275 "
$d\beta$	0,09	—	—	0,05	0,145	0,08 "
$d\lambda$	—	0,26	0,29	—	—	— "
$d\lambda/\lambda^2$	—	9,5	10,5	—	—	— cm^{-1}

Bande II ergab ein gewöhnliches Duplet; dasjenige von III blieb in der Mitte ziemlich dunkel, derart, daß auch in diesem Falle eine kompliziertere Struktur vorliegen dürfte.

Bei vertikaler Polarisationssebene war alles weniger gut sichtbar; Bande II ergab noch ein deutliches Duplet; III zeigte eine Aufhellung in der Mitte, welche auch feldfrei in geringerem Maße bereits anwesend schien (Typus *m* des § 7).

§ 30. *Bandengruppe im Gelb bei -190° .* Zwei ziemlich scharfe Banden 576,0 ($\beta_0 = 0,3 \mu\mu$) und 586,0 ($\beta_0 = 0,14 \mu\mu$) zeigten bei 42 kgs eine deutliche Verbreiterung von $0,05 \mu\mu$; die zwischengelegenen Banden sind hier für die Beobachtung zu breit.

Bandengruppe im Orangerot bei -190° : 5 Banden gemessen.

38 Kilogauss (long.) — Orangerot — Dicke 0,6 mm Polarisationsebene horizontal					
	I	II	III	IV	V
λ	623,2	624,1	625,6	627,2	628,3 $\mu\mu$
β_0	0,31	0,13	0,18	0,13	0,08 „
β_{90}	—	0,26	—	0,15	— „
$d\beta$	—	0,13	—	0,02	— „
$d\lambda$	0,22*	—	0,40*	—	0,34 „
$d\lambda/\lambda^2$	5,7	—	10,2	—	8,6 cm^{-1}

Hier lieferten I und III sehr verwaschene Duplette, von denen die Entfernungen * der äußersten Grenzen angeführt sind; V ein deutliches Duplet mit einem Schatten zwischen den Komponenten, vielleicht ein Quadruplet.

Bei vertikaler Polarisationsebene war die Erscheinung analog und wurde mit einem dünneren Präparat bestätigt; I war ein Duplet, III war hier unsichtbar, bei IV zeigte sich in der Mitte etwas Licht bei größerer Verbreiterung, also vermutlich kompliziertere Struktur; V war wieder ein sehr deutliches Duplet.

Bandengruppe im Rot bei -190° . Vier Banden, worunter zwei ziemlich scharfe 674,4 und 676,2, zeigten eine Verbreiterung oder Verwässerung im Felde; letztere wurde bei vertikaler Polarisationsebene ein Duplet, vielleicht auch ein Quadruplet; die Gesamtbreite betrug bei 40 kgs 0,26 $\mu\mu$.

Neodymnitrat $[\text{Nd}(\text{NO}_3)_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}]$.

§ 31. Zunächst zeigte das wasserfreie amorphe Nitrat zahlreiche Banden, worunter eine ziemlich gut definierte bei etwa 625 (mit Begleiterin 626). Bei -190° hatte diese eine feldfreie Breite von 0,3, in einem Längsfelde von ungefähr 20 kgs eine von 0,4 $\mu\mu$. Durch Zufall fanden wir, daß der erwähnte mikrokristallinische Schaum bei -190° bedeutend schmalere Banden aufweist, u. a. in der Nähe der D-Linien 577,0, 578,7, 579,7, 582,0, 583,0; von diesen haben die drei letzteren eine feldfreie Breite von etwa 0,15 $\mu\mu$; im Felde trat eine geringe Verbreiterung auf. Die fünf scharfen Banden im Grün zwischen 500 und 525 verhalten sich analog.

Wir wenden uns nun zu dem gut kristallisierten Hexahydrat, welches bei viel geringerer Dicke intensive und schmale Banden aufweist und zwar zunächst zu den Versuchen mit Längsmagnetisierung. Die natürlichen monoklinen Plättchen waren senkrecht zu einer optischen Achse orientiert, so daß ein Nicol hierbei in Wegfall kommen konnte. Die Wellenlängen der Banden sind beim Nitrat im allgemeinen etwas geringer — bis zu 3μ — als die oben für das Sulfat angegebenen.

Bande im Blaugrün bei -190° . Die Wellenlänge war hier $\lambda = 511,3$; in einem Längsfelde von 41 kgs erschien ein Duplet, dessen Komponenten um $0,22\mu$ entfernt lagen.

Bandengruppe im Grün bei -190° . 5 Banden wurden im Spektrum zweiter Ordnung gemessen.

41 Kilogauss (long.) — Grün — Dicke 0,2 mm					
	I	II	III	IV	V
λ	521,3	522,3	523,1	524,3	525,1 $\mu\mu$
β_0	0,155	0,11	0,18	0,09	0,045 "
β_{41}	0,265	0,18	0,22	—	0,11 "
$d\beta$	0,11	0,07	0,04	—	0,065 "
$d\lambda$	—	—	—	0,22	— "
$d\lambda/\lambda^2$	—	—	—	8,0	— cm^{-1}

Beim Duplet IV blieb in der Mitte ein Schatten.

Bandengruppe im Gelb bei -190° . Zwei ziemlich scharfe Banden 582,1 und 583,2 wurden in einem Längsfelde von 42 kgs um $0,05\mu$ verbreitert; die übrigen waren zu breit und zu verwaschen.

§ 32. *Bandengruppe im Orangerot bei -190° .* 3 Banden wurden gemessen.

40 Kilogauss (long.) — Orangerot — Dicke 0,45 mm				
	I	II	III T.	III
λ	624,2	625,2	(626,7)	626,9 $\mu\mu$
β_0	0,265	0,18	(0,05)	0,14 "
$d\lambda$	0,5	0,5	—	0,5 "
$d\lambda/\lambda^2$	12,8	12,8	—	12,8 cm^{-1}

Die Duplette I und III waren normal, II dagegen unsymmetrisch, die langwellige Komponente die schwächere; der Trabant III T. war im Felde nicht mehr sichtbar.

Bandengruppe im Rot bei -190° . 8 Banden wurden gemessen.

	40 Kilogauss (long.)			— Rot —		Dicke 0,45 mm		
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
λ	671,0	672,0	673,3	674,3	675,2	675,8	676,6	677,2 $\mu\mu$
β_0	0,31	0,26	0,25	0,22	0,25	0,26	0,20	0,25 „
β_{40}	v.	0,52	0,45	0,32	v.	v.	—	—
$d\beta$	—	0,26	0,20	0,10	—	—	—	—
$d\lambda$	—	—	—	—	—	—	0,80	0,90 „
$d\lambda/\lambda^2$	—	—	—	—	—	—	17,5	19,6 cm^{-1}

Die Banden I, V und VI verschwanden im Felde; II war feldfrei ein dunkler Kern mit beiderseitigen Schatten, welche im Felde verschwanden (Typus n , § 7). Die beiden Duplette VII und VIII stellen die größte bisher überhaupt beobachtete Trennung dar, welche den Abstand $D_1 - D_2$ um die Hälfte übertrifft. Trotzdem waren diese zur Prüfung der Proportionalität der Aufspaltung mit dem Feldwerte weniger geeignet als die Rubinbanden. Zufällig fielen im Felde 40 kgs die einander zugewandten Komponenten gerade zusammen, derart daß das Duplettenpaar aussah wie ein weites Triplet mit starker Mittelbande. Eine Aufspaltung von dieser Größenordnung muß man mit jedem guten Spektroskop bereits beobachten können.

§ 33. Wir wenden uns nun zu Versuchen mit Quermagnetisierung, wobei das Licht aber nach wie vor in Richtung einer optischen Achse eine Dicke von 0,7 mm durchstrahlte. Im Blau und Blaugrün war hier nichts Erwähnenswertes zu sehen.

Bandengruppe im Grün bei -190° .¹⁾ Die Banden I, II, III (vgl. § 31) wurden hier nicht gemessen.

¹⁾ Bei dem Apparate im Querfelde konnte die Temperatur infolge anderer Anordnung vielleicht etwas höher sein.

37 Kilogauss (transvers.) — Grün — Dicke 0,7 mm

	IV	V
λ	524,3	525,1 $\mu\mu$
β_0	0,13	0,27 „
β_{57}	—	0,35 „
$d\beta$	—	0,08 „
$d\lambda$	0,22	—
$d\lambda/\lambda^2$	8,0	— cm^{-1}

Bandengruppe im Gelb bei -190° . Bande 582,1 ($\beta_0 = 0,40$) ergab bei 37 kgs ein Duplet im Abstände 0,44 $\mu\mu$ mit Schatten zwischen den Komponenten; Bande 583,2 wurde um 0,08 $\mu\mu$ verbreitert.

Bandengruppe im Orangerot bei -190° . Die 3 Banden wurden im Quersfelde sehr verwaschen; die rotseitige wurde vielleicht ein Duplet.

Bandengruppe im Rot bei -190° . Gemessen wurden hier II, III, IV, VII, VIII (vgl. § 32).

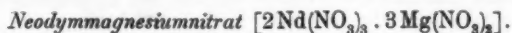
37 Kilogauss (transvers.) — Rot — Dicke 0,7 mm

	II	III	IV	VII	VIII
λ	672,0	673,3	674,3	676,6	677,2 $\mu\mu$
β_0	0,40	0,31	0,22	0,20	0,25 „
β_{57}	0,70	0,40	0,53	—	—
$d\beta$	0,30	0,09	0,31	—	—
$d\lambda$	—	—	—	0,48	0,70 „
$d\lambda/\lambda^2$	—	—	—	10,5	15,3 cm^{-1}

Bei II wurde die Mitte im Felde etwas heller; bei III wurde die Mitte im Felde um 0,22 nach Violett verschoben. VII und VIII gaben auch hier größere Trennungen, wobei die Mitten nicht verschoben erschienen. Trotzdem die Aufspaltung hier geringer erscheint als beim Längsfelde von 40 kgs, rückten die benachbarten Komponenten doch so nahe aneinander, daß man den Eindruck eines Triplets erhielt.

Vergleicht man die Ergebnisse für Längs- und Quermagnetisierung beim Neodymnitrat, so ergeben sich erhebliche

qualitative und quantitative Abweichungen. Die Verschiedenheit der feldfreien Breiten ist zum Teil durch den Dickenunterschied bedingt (vgl. § 9).



§ 34. Das wasserfreie amorphe Doppelnitrat zeigt eine große Anzahl schmaler Banden, die namentlich bei -190° deutlich erscheinen. Wir erwähnen nur folgende Gruppen, bei einer durchstrahlten Dicke von 10 mm gemessen.

Gruppe	Zimmertemperatur 18°	Flüssige Luft -190°
Grün	499,2—513,9 sehr starke Bande	498,1—512,6 sehr starke Bande
	516,9—528,2 sehr starke Bande	513,7—514,1 514,7—515,3 516,1—516,7 517,6—518,5 519,2—526,0 sehr starke Bande
Orange- rot	616,9—618,9 schwache Bande	616,7—617,6 schwache Bande 618,9 feine, schwache Linie
	621,0—622,9 schwache Bande	621,1—623,0 schwache Bande
	624,8—626,9 ziemlich starke Bande	624,7—625,4 Bande mit Kern 625,9—626,4 Bande mit Kern 627,1 feine, schwache Linie
	628,8—629,3 sehr schwache Bande	628,6—629,5 schwache Bande

Bei kürzeren Durchleuchtungsstrecken zerfallen diese Gebiete noch weiter. Im Gelb wurde beobachtet, daß von einem Absorptionsgebiete 560,1—587,5 sich nach Rot zu ein schmales Gebiet abspaltet, welches bei Abkühlung zuerst schärfer wird, und alsdann bei noch niedrigerer Temperatur verschwindet (vgl. § 6).

Auch hier zeigte der mikrokristallinische Schaum bei -190° schärfere Banden als das amorphe Salz; die 5 Banden im Grün zwischen 520 und 525, insbesondere die erste und vierte wurden im Felde breiter.

Neodymmangannitrat $[2\text{Nd}(\text{NO}_3)_3 \cdot 3\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 24\text{H}_2\text{O}]$.

§ 35. Wie bereits bemerkt, läßt sich dieses Doppelsalz in hexagonalen Kristallen erhalten. Wir teilen zuerst wieder die Versuche mit Längsmagnetisierung mit und zwar:

Optische Achse \parallel Feldrichtung; unter Benutzung des Viertelwellen-Doppelplättchens; Durchleuchtungsstrecke 0,8 mm.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	519,6	0,025	ziemlich schwach	Negativ zirkulärpolar. symm. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,03$; $d\lambda = 0,08$; $\delta = +0,01$.
	521,1	0,05	ziemlich stark	Negativ zirkulärpolar. symm. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,07$; $\delta = 0$.
Gelb	566,5	0,07	ziemlich schwach	Negativ zirkulärpolar. symm. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,09$; δ vielleicht kleiner negat. Wert.
	575,6	0,08	ziemlich stark	Positiv zirkulärpolar. symm. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,06$; $d\lambda = 0,04$; $\delta = 0$.
	576,5	0,09	schwach	Positiv zirkulärpolar. symm. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,07$; $d\lambda = 0,19$; δ vielleicht kleinen posit. Wert. Zwischen Komponenten Schatten.
	577,5	0,05	schwach	Unverändert.
	578,6	0,06	ziemlich stark	Positiv zirkulärpolar. unsymm. Duplet; $\beta' = 0,05$; $\beta'' = 0,07$; $d\lambda = 0,15$; $\delta = 0$.

§ 36. Nunmehr wenden wir uns zu den Beobachtungen mit Quermagnetisierung; Durchleuchtungsstrecke 0,8 mm. \perp Optische Achse \parallel Feldrichtung [und \perp Strahlenrichtung].

1. Ordentliches Spektrum; Polarisationssebene horizontal.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	519,6	0,025	ziemlich stark	Symmetr. Duplet; $d\lambda = 0,11$; $\delta = 0$.
	521,1	0,05	stark	In der Mitte etwas Aufhellung, sonst unverändert.
Gelb	566,5	0,07	stark	Symmetr. Duplet; $d\lambda = 0,14$; $\delta = 0$.
	575,6	0,08	stark	Unverändert.
	576,5	0,09	schwach	Symmetr. Duplet; $d\lambda = 0,11$; $\delta = 0$.
	577,5	0,05	schwach	Unverändert.
	578,6	0,06	ziemlich stark	Symmetr. Duplet; $d\lambda = 0,12$; $\delta = 0$.

2. Außerordentliches Spektrum; Polarisationssebene vertikal.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	519,4	0,06	ziemlich stark	Unverändert.
	—	—	—	Entstehung einer sehr schwachen Linie 519,6 mitten zwischen den Duplettkomponenten des ordentl. Spektrums.
	520,5	0,04	schwach	Symmetr. Duplet; $d\lambda = 0,28$; $\delta = 0$.
	521,1	0,05	stark	Wie im ordentlichen Spektrum.
Gelb	566,5	0,07	stark	Symmetrische Verbreiterung; $\beta_{10} = 0,14$; $d\beta = 0,07$.
	566,75	schmal	schwach	Dieser Trabant wird verwässert.
	575,4	0,11	stark	Unverändert.
	576,8	0,04	ziemlich schwach	Symmetr. Duplet; $d\lambda = 0,11$; $\delta = 0$.
	577,5	0,08	stark	Unverändert.

§ 37. II. Optische Achse \perp Feldrichtung [und „Strahlenrichtung“]. Da das Licht sich hier in Richtung der optischen Achse fortpflanzt, müssen die feldfreien Bestimmungsstücke unabhängig von der Lage der Polarisationssebene sein; der Einfluß des Feldes ist es dagegen nicht in jedem Falle.

1. Polarisationssebene horizontal.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	519,6	0,025	schwach	Symmetr. Duplet; $d\lambda = 0,13$; $\delta = 0$.
	521,1	0,05	ziemlich stark	Verbreiterte Bande ($\beta_{10} = 0,08$, $d\beta = 0,08$); Aufhellung in der Mitte; letztere $-0,03 \mu\mu$ verschoben.
Gelb	566,5	0,07	ziemlich stark	Im wesentlichen unverändert; etwas Aufhellung in der Mitte.
	575,6	0,08	stark	Duplet; $d\lambda = 0,20$; δ vielleicht geringen positiven Wert.
	576,5	0,09	schwach	Unverändert.
	577,5	0,05	schwach	Duplet; $d\lambda = 0,11$; $\delta = 0,02$.
	578,6	0,06	stark	Unverändert.

2. Polarisationssebene vertikal.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	519,6	0,025	schwach	Symmetr. Duplet; $d\lambda = 0,13$; $\delta = 0$ wie sub 1.
	521,1	0,05	ziemlich stark	Duplet ($d\lambda = 0,16$) symmetrisch zu der verbreiterten Bande wie sub 1. Ohne Nicol bildet also das Ganze ein symmetrisches Quadruplet.
Gelb	566,5	0,07	ziemlich stark	Duplet ($d\lambda = 0,18$) symmetrisch zu der in der Mitte aufgehellten Bande sub 1. Ohne Nicol würde das Ganze ein symmetrisches Quadruplet bilden.
	575,6	0,08	stark	} wie bei horizontaler Polarisationssebene sub 1.
	576,5	0,09	schwach	
	577,5	0,05	schwach	
	578,6	0,06	stark	

Neodymnickelnitrat $[2\text{Nd}(\text{NO}_3)_3 \cdot 3\text{Ni}(\text{NO}_3)_2 \cdot 24\text{H}_2\text{O}]$.

§ 38. An diesem ebenfalls hexagonalen Doppelnitrat, welches die grüne Farbe der Nickelsalze zeigt¹⁾, haben wir nur einige Bestimmungen im Querfelde ausgeführt ohne Nicol und Viertelwellenplättchen bei einer Durchleuchtungsstrecke von 0,7 mm.

Optische Achse \perp Feldrichtung [und \parallel Strahlenrichtung].

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	521,2	—	ziemlich schwach	Duplet; $d\lambda = 0,18$ ungefähr.
Gelb	575,6	—	schwach	Duplet; $d\lambda = 0,18$ ungefähr.
	576,5	—	„	Unverändert.
	577,5	—	„	Duplet; $d\lambda = 0,18$ ungefähr.
	578,6	—	„	Unverändert.

1) Wir arbeiteten hier tatsächlich mit älterem Didymnickelnitrat; indessen haben die untersuchten Banden offenbar ziemlich die gleiche Lage wie die des neu hergestellten Neodymmangannitrats.

Bastnäsit.

§ 39. Wir untersuchten ferner Bastnäsit (El Paso, Colorado), ein gelbliches Fluorkarbonat der Ceriterden, hexagonal mit prismatischem Habitus; die Banden sind überwiegend auf das enthaltene Neodym zurückzuführen. Zuerst seien Beobachtungen mit Längsmagnetisierung angeführt:

Optische Achse \parallel Feldrichtung; unter Benutzung des Viertelwellenplättchens; Durchleuchtungsstrecke 1,4 mm.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 37 kgs bei -190°
Blau-grün	506,85	Schattenbeginn		
	507,1	0,27	stark	Positiv zirkulärpolar. symm. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,22$; $d\lambda = 0,44$; $\delta = -0,07$. An gleicher Stelle erhebl. schwächeres negativ zirkulärpolar. symm. Duplet ¹⁾ .
		Schatten		
	507,65	0,18	stark	Unverändert.
	508,4	0,22	schwach	Negativ zirkulärpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,18$.
	509,45	0,35	„	Positiv zirkulärpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,18$.
Grün	510,65	0,27	„	Negativ zirkulärpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,18$.
	517,0	0,70	sehr stark	Positiv zirkulärpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,09$.
	518,2	0,23	ziemlich schwach	Positiv zirkulärpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,04$.
	519,0	0,53	sehr stark	Negativ zirkulärpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,04$.
	519,5	0,35	sehr stark	Unverändert.
	520,7	0,24	stark	Unverändert.
	521,9	0,20	„	Negativ zirkulärpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,04$.
	523,2	0,28	„	Negativ zirkulärpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,18$.

1) Entspricht einem beobachteten „unvollständigen“ Knick (§ 9).

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 37 kgs bei -190°
Gelb	568,0	0,62	stark	Unverändert.
	569,2	0,70	„	Unverändert.
	570,2	1,06	„	Positiv zirkularpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,04$.
	572,2	0,85	schwach	Negativ zirkularpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,09$.
	575,6	0,88	sehr stark	Positiv zirkularpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,04$.
	577,4	1,23	stark	Unverändert.
	579,0	0,92	„	Positiv zirkularpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,04$.
	582,2	0,53	schwach	Scheinbar unverändert.
Orange-rot	624,25	0,13	schwach	Unverändert.
	625,05	0,13	„	Negativ zirkularpolar unsymm. Duplet; $\beta' = 0,22$. Kurzwellige Komp. 0,13 entfernt von feldfreier Lage; lang- wellige Komp. verwaschen, fällt zu- fällig zusammen mit kurzwelliger Komp. des folgenden Duplets (bei 20 kgs ist jene deutlich sichtbar).
	625,7	0,18	ziemlich schwach	Positiv zirkularpolar. symm. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,13$; $d\lambda = 0,57$; $\delta = +0,04$. An gleicher Stelle erhebl. schwächeres negativ zirkularpolar. symm. Duplet.
Rot	667,8	0,35	schwach	Negativ zirkularpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,35$.
	671,2	0,44	„	Unverändert.
	678,5	0,46	sehr stark	Negativ zirkularpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,13$.
	674,5	Schattenende		
	675,6	0,44	schwach	Negativ zirkularpolar. symm. Duplet; $d\lambda = 0,09$.

§ 40. Sodann seien die Versuche mit Quermagnetisierung beschrieben; Durchleuchtungsstrecke 1,4 mm.

Optische Achse \perp Feldrichtung [und \parallel Strahlen-
richtung].

1. *Polarisationsebene horizontal.*

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 37 kgs bei -190°
Grün	518,2	0,23	ziemlich schwach	Rotseitige Verbreiterung bis $\beta_{37} = 0,27$.
	520,7	0,24	stark	Symmetr. Verbreiterung bis $\beta_{37} = 0,32$; $d\beta = 0,08$.
	521,9	0,20	stark	Violettseitige Verbreiterung 0,13, Rotseitige 0,04, daher im ganzen $d\beta = 0,17$.
	523,2	0,28	stark	Symmetrische Verbreiterung: $\beta_{37} = 0,37$; $d\beta = 0,09$.
Orange-rot	624,25	0,13	schwach	Verwässerung.
	625,05	0,13	schwach	Verwässerung.
	625,7	0,18	ziemlich schwach	Symmetrische Verbreiterung: $\beta_{37} = 0,35$; $d\beta = 0,17$.
Rot	673,5	0,46	sehr stark	Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,26$; $d\lambda = 0,66$; $\delta = 0$.

2. *Polarisationsebene vertikal.* Die Erscheinungen waren hier die gleichen; nur war beim roten Duplet die Trennung etwas geringer ($d\lambda = 0,57$) und zwischen den Komponenten schattiert.

Außer den tabellarischen Messungen ergaben sich bei der blauen Gruppe Verbreiterungen im Felde, bei der blaugrünen Verwässerungen, bei der gelben keine oder nur geringe Einflüsse, bei der roten noch einige Verwässerungen.

§ 41. *Glasierte Neodympräparate.* Neodymborax wurde erhalten durch Schmelzen von etwa 5–10 Proz. Neodymoxyd mit wasserfreiem Borax als rosa amorphe Masse. Das Spektrum wurde bei der Abkühlung auf -190° ebenfalls stark beeinflusst, doch blieben die Banden im allgemeinen breiter als beim amorphen Nitrat. In dieser Beziehung ähnlich verhielt sich Neodymglass, von der Firma Schott & Gen. hergestellt (V. S. 5255 und 5256) mit 15 Proz. und 20 Proz. Ceriterde.

Samariumsulfat $[\text{Sm}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{HO}]$.

§ 42. Wir untersuchten ein hellgelb durchsichtiges Plättchen; wie bei den übrigen Sulfaten enthielt dessen Ebene beide optische Achsen; die erste Bisektrix stand vertikal. Im Grün wurden vier Banden bei -190° gemessen.

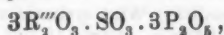
40 Kilogaus (long.) — Grün — Dicke 0,8 mm
 Polarisationssebene horizontal.

	I	II	III	IV
λ	524,1	527,3	558,2	559,1 $\mu\mu$
β_0	0,09	0,09	0,105	0,18 „
β_{45}	0,18	0,11	0,18	0,31 „
$d\beta$	0,09	0,02	0,075	0,18 „

Der Effekt war hier offenbar ein geringer; die verbreiterten Banden waren verwässert. Mit vertikaler Polarisationssebene blieb die Erscheinung ziemlich unverändert.

Hussakit.

§ 43. Kraus und Reitinger¹⁾ haben 1901 den brasilianischen Hussakit als selbständiges Mineral beschrieben, und zwar als Sulfatophosphat:



wo R''' etwa 43 Proz. Y, 15 Proz. Er, 2 Proz. Gd enthält; ob neben dem Er nicht auch Dy und Ho anwesend ist, mag dahingestellt bleiben. Der Xenotim soll durch Auslaugen der Schwefelsäure hieraus hervorgegangen sein. Diese Auffassung ist seitdem in die mineralogischen Handbücher übernommen worden; freilich wird sie von Hussak²⁾ selbst bestritten, der beide Minerale als identisch betrachtet.

Das Hussakit kristallisiert tetragonal mit gelblicher bis hellbrauner Farbe. Eine sehr gute Spaltbarkeit herrscht leider parallel zur optischen Achse; es war uns daher unmöglich, dünne Plättchen senkrecht zu dieser zu schleifen. Zuerst seien die Beobachtungen mit Längsmagnetisierung angeführt.

1) E. H. Kraus u. J. Reitinger, Zeitschr. f. Krist. 34. p. 268. 1901.

2) E. Hussak, Zentralbl. f. Mineralogie 17. p. 533. 1907. — Wir haben mit Xenotim nach Abschluß unserer Arbeit einige Kontrollversuche ausgeführt. Dabei fielen uns Unterschiede in den Absorptionsspektren auf: so zeigte Xenotim etwas verwässerte Banden 558,7 und 613,2, welche bei Hussakit nicht oder doch nur äußerst schwach auftraten; auch die Bandengruppe im Rot zeigte deutliche Unterschiede. Vielleicht läßt sich diese mineralogische Streitfrage durch spektralanalytische Untersuchung einer größeren Zahl von Exemplaren klären.

Optische Achse vertikal, \perp Feldrichtung [und \perp Strahlenrichtung]. Durchleuchtungsstrecke 0,7 mm; Temperatur $+18^\circ$.

1. *Polarisationsebene horizontal.*

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kg bei $+18^\circ$
Grün	520,4	0,18	schwach	Unsymmetrisches Duplet. $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,44$; kurzwellige Komp. etwas schwächer als langwellige; $\delta = -0,20$.
	521,85	0,27	stark	Bleibt ebenso breit; wird etwas hell in der Mitte.
	523,5	0,35	sehr stark	Wird Schatten, $\beta_{20} = 0,53$, mit starkem Kern, 0,13 breit, für dessen Mitte gilt $\delta = -0,04$; auch die Mitte des Schattens scheint etwas nach Violett verschoben.
	525,0	0,33	sehr stark	Symmetrisches Duplet. $\beta' = \beta'' = 0,22$; $d\lambda = 0,35$; $\delta = +0,02$; zwischen den Komponenten Schatten.
	526,7	0,25	ziemlich schwach	Wird symmetr. verbreitert bis $\beta_{20} = 0,44$; $d\beta = 0,19$ und etwas verwaschen.
Gelb-grün	538,7	0,18	zieml. st.	Unverändert.
	539,3	0,40	stark	Scheint rotseitig etwas schmaler z. werden.
	541,1	0,44	ziemlich stark	Schwaches, symmetr. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,31$; $\delta =$ wahrscheinlich sehr klein positiv.
	544,4	0,09	ziemlich schwach	Symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,05$; $d\lambda = 0,22$; $\delta = -0,07$.
Rot	654,35	0,27	stark	Unverändert; nur $\delta = -0,04$.
	657,3	0,29	„	Verbreitert; $\beta_{20} = 0,37$; $d\beta = 0,08$; $\delta = +0,09$.

2. *Polarisationsebene vertikal.*

Grün	520,4	0,18	ziemlich stark	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,44$; kurzwellige Komp. schwach, langwellige stark; $\delta = -0,04$. ¹⁾
	520,9	0,18	stark	Unverändert; nur $\delta = -0,13$. ¹⁾
	521,3	0,15	„	Unsymmetr. Duplet; $\beta' = 0,18$; $\beta'' =$ sehr schmal; $d\lambda = 0,37$; kurzwellige Komp. stark, langwellige schwach. δ wahrscheinlich positiv sehr klein. ¹⁾

1) Die verwaschene Linie 520,9 bildet mit der langwelligen Komponente von 520,4 und der kurzwelligen von 521,3 ein starkes abgeschattiertes Triplet.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kgs bei $+18^\circ$
Grün	521,95	0,11	ziemlich schwach	Duplet; $\beta' = 0,09$, $\beta'' =$ sehr schmal; $d\lambda = 0,22$; $\delta = -0,07$.
	523,5	0,25	stark	Symmetr. verengert bis auf $\beta_{90} = 0,16$.
	524,0	0,18	ziemlich schwach	Wird ziemlich stark; $\delta = +0,04$.
	524,4	0,18	ziemlich schwach	Verengert bis auf $\beta_{90} = 0,09$; sehr abgeschwächt; $\delta = +0,22$.
	525,0	0,25	sehr schwach	Sehr schwaches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,44$; $\delta = +0,04$.
Gelbgrün	542,6	0,09	ziemlich schwach	Verstärkt; $\delta = +0,09$; durch Schatten verbunden mit folgender Bande. ¹⁾
	542,9	0,20	ziemlich schwach	Abgeschwächt; $\delta = +0,09$; durch Schatten verbunden mit voriger Bande. ¹⁾
	545,9	0,22	ziemlich schwach	Violettseitige Verbreiterung $d\beta_{90} = 0,09$; etwas Aufhellung in der Mitte.
Rot	650,7	0,27	ziemlich schwach	Symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,18$; $d\lambda = 0,62$.
	652,5	0,31	stark	Wird Schatten, $\beta_{90} = 0,66$, mit starkem Kern, 0,18 breit, für dessen Mitte gilt $\delta = -0,09$; auch d. Mitte d. Schattens scheint etwas nach Violett verschoben.
	653,8	0,18	ziemlich schwach	Bilden zusammen Schatten, dessen Breite $\beta_{90} = 0,35$, und dessen Mitte bei 654,1 liegt.
	654,3	0,13	schwach	
	656,45	0,27	"	Wird verwaschen
	658,3	0,27	"	Wird verwaschen } nicht mehr ablesbar.

§ 44. Gleiche Achsenlage. Temperatur -190° .

1. Polarisationssebene horizontal.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kgs bei -190°
Grün	520,4	0,18	stark	Symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,88$; $\delta = +0,20$.
	521,8	0,22	sehr stark	Nicht untersucht.
	523,5	0,40	" "	Unverändert.
	524,9	0,18	stark	Symmetr. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,44$; δ wahrscheinlich positiv u. sehr klein.
	526,5	0,18	z. schwach	Wird etwas verwaschener.

1) Diese beiden Banden vertauschen sozusagen ihre Intensität.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kga bei -190°
	538,6	0,18	stark, etwas verwaschen	Unverändert.
	539,0	0,18	stark, etwas verwaschen	Unverändert; nur $\delta = -0,18$; bildet dadurch mit der vorigen Bande eine breite Bande.
	Schatten			
	539,3	0,13	stark, etwas verwaschen	Verbreitert bis $\beta_{99} = 0,18$; $\delta = -0,07$.
	—	—	—	Schwaches Band entsteht, $\beta_{99} = 0,18$, vielleicht Duplet; Mitte 539,6.
Gelbgrün	—	—	—	Ziemlich schwaches Duplet entsteht; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,22$; Mitte 540,2.
	540,95	0,31	ziemlich stark, verwaschen	Duplet; $\beta' = 0,09$; $\beta'' = 0,13$; $d\lambda = 0,29$, $\delta = +0,08$; zwischen den Komponenten Schatten.
	543,7	0,13	schwach, verwaschen	Schwaches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,53$; $\delta = 0$.
	544,3	0,09	stark	Starkes Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,07$; $d\lambda = 0,21$, $\delta = -0,05$.
	545,8	0,09	schwach	Schwaches Duplet; β' und β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,22$; δ wahrscheinlich negativ und sehr klein.
	654,3	0,27	stark	Unverändert; nur $\delta = -0,09$.
	656,15	0,09	schwach	Unverändert; nur $\delta = -0,22$.
Rot	656,55	0,11	"	Triplet; $\beta' = \beta'' = \beta''' = 0,09$; $d\lambda' = 0,18$, $d\lambda'' = 0,40$; $\delta = -0,11$.
	657,3	0,20	stark	Starkes Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,31$; $\delta = +0,09$.

2. Polarisationssebene vertikal.

Grün				Nicht untersucht.
	536,8	0,35	ziemlich stark; etwas verwaschen	Wird vielleicht etwas verengert; übrigens unverändert.
Gelbgrün	541,15	0,15	ziemlich stark	Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,44$; $\delta = +0,11$.
	541,5	0,09	sehr schwach	Scheint verstärkt zu werden; fällt übrigens zusammen mit langwelliger Komponente des vorigen Duplets.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kgs bei -190°
	—	—	—	Schwache Linie entsteht; $\beta_{90} = 0,09$. Mitte 541,9.
	542,4	0,11	schwach	Scheint verwaschener zu werden, und sich auflösen im Schatten des nachfolgenden Triplets.
	Schatten		verwaschen	
	542,8	0,13	ziemlich stark	Etwas verwaschenes Triplet, symmetrisch; $\beta' = \beta''' = 0,13$; $\beta'' = 0,09$; $d\lambda' = d\lambda'' = 0,18$; $\delta = -0,07$. Zwischen den Komponenten und beiderseits Schatten.
Gelbgrün	543,85	0,09	schwach	Verengert bis auf $\beta_{90} = 0,04$; $\delta = -0,11$.
	544,0	0,04	"	Verbreitert bis auf $\beta_{90} = 0,09$; $\delta = -0,11$.
	544,3	0,04	"	Schwaches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,13$; δ wahrscheinlich negativ und sehr klein.
	545,2	0,04	"	Symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,35$; $\delta = +0,09$.
	545,8	0,09	ziemlich stark	Symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,22$; $\delta = +0,04$.
	650,0	Anfang	Schatten	Starkes Duplet; $\beta' = 0,18$, $\beta'' = 0,22$; $d\lambda = 0,51$; $\delta = -0,14$ (bezüglich der Bande 650,6). Schatten verschwunden.
	650,6	0,37	stark	
	651,8	0,09	ziemlich schwach	Scheint verwaschener zu werden und sich auflösen im Schatten des nachfolgenden Triplets.
	Schatten			
	652,4	0,37	stark	Sehr starkes Triplet; $\beta' = 0,09$, $\beta'' = \beta''' = 0,18$; $d\lambda' = 0,31$, $d\lambda'' = 0,35$; $\delta = -0,06$. Zwischen den Komponenten und beiderseits ziemlich starker Schatten.
	Schatten			
Rot	652,9	0,09	ziemlich schwach	Unverändert; nur $\delta = -0,27$.
	653,75	0,18	ziemlich stark	Verengert bis auf $\beta_{90} = 0,13$; $\delta = +0,07$.
	654,35	0,13	ziemlich schwach	Verbreitert bis auf $\beta_{90} = 0,13$; $\delta = -0,07$.
	656,5	0,15	stark	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,13$; $d\lambda = 0,66$; $\delta = +0,04$.
	657,0	0,09	schwach	Unverändert; nur $\delta = +0,27$.
	657,3	0,13	"	Unverändert; nur $\delta = +0,13$.
	658,2	0,15	stark	Triplet; $\beta' = \beta'' = \beta''' = 0,09$; $d\lambda' = 0,27$, $d\lambda'' = 0,22$; $\delta = +0,07$.

§ 45. Zweitens seien die Beobachtungen mit Quermagnetisierung angeführt.

Optische Achse vertikal, \perp Feldrichtung [und \perp Strahlenrichtung]. Durchleuchtungsstrecke 0,7 mm. Temperatur $+18^\circ$.

1. *Polarisationsebene horizontal.*

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei $+18^\circ$.
Grün	520,4	0,18	ziemlich schwach	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,57$; kurzwellige Komp. etwas schwächer als langwellige; $\delta = -0,16$.
	521,85	0,27	ziemlich stark	Verbreitert bis auf $\beta_{40} = 0,35$; etwas Aufhellung in der Mitte; $\delta = -0,04$.
	523,5	0,35	stark	Wird Schatten, $\beta_{40} = 0,62$ mit symmetr. gelegenen Kern, dessen Breite 0,27; $\delta = -0,11$.
	525,0	0,33	ziemlich stark	Unsymmetr. Duplet; $\beta' = 0,22$, $\beta'' = 0,18$; $d\lambda = 0,46$; kurzwellige Komp. etwas stärker als langwellige; $\delta = 0$.
	526,7	0,25	schwach	Wird verwaschener, und symmetrisch verbreitert bis auf $\beta_{40} = 0,34$.
Gelbgrün	544,4	0,09	ziemlich schwach	Wahrscheinlich Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,26$; $\delta = 0$.
Rot	654,85	0,27	stark	Verengert bis auf $\beta_{40} = 0,22$; $\delta = -0,09$.
	657,3	0,29	„	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,35$; kurzwellige Komp. stärker als langwellige; $\delta = +0,13$.

2. *Polarisationsebene vertikal.*

Grün	520,4	0,18	stark	Unverändert; nur $\delta = -0,09$.
	520,9	0,18	„	Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,35$; $\delta = -0,04$.
	521,3	0,15	„	Wird violettseitig um 0,09 schmaler.
	521,95	0,11	ziemlich stark	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = 0,09$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,13$; $\delta = -0,09$.
	523,5	0,25	stark	Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,18$; $d\lambda = 0,48$; $\delta = -0,07$.
	524,0	0,18	ziemlich stark	Wird verwaschener.
	524,4	0,18	ziemlich stark	Verschwindet.
	525,0	0,25	schwach	Symmetr. verbreitert bis auf 0,38; wird verwaschener.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei $+18^\circ$.
Gelb- grün	541,3	0,18	schwach	Wird verwaschener } zu verwaschen, um Wird verwaschener } deutlich zu beob- achten.
	542,9	0,20	ziemlich schwach	
	545,9	0,22	ziemlich schwach	Wahrscheinlich Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,44$; $\delta = -0,04$.
Rot	650,7	0,27	ziemlich schwach	Etwas verstärkt; $\delta = -0,09$.
	652,5	0,31	stark	Triplet; $\beta' = \beta''' = 0,18$; $\beta'' = 0,09$; $d\lambda' = 0,40$, $d\lambda'' = 0,31$; $\delta = -0,04$. Zwischen den Komponenten Schatten.
	653,8	0,18	ziemlich schwach	Wird rotseitig um etwa 0,04 verbreitert.
	656,45	0,27	schwach	Unverändert; nur $\delta = -0,04$.
	658,3	0,27	schwach	Verengert bis auf $\beta_{40} = 0,18$; wird verwaschener; $\delta = -0,13$.

§ 46. Gleiche Achsenlage. Temperatur -190° .

1. Polarisationssebene horizontal.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	520,4	0,18	stark	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,48$; kurzwellige Komp. etwas schwächer als langwellige; $\delta = -0,04$.
	521,8	0,22	stark	Unsymmetr. Duplet; $\beta' = 0,04$, $\beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,20$; kurzwellige Komp. etwas schwächer als langwellige; $\delta = -0,05$.
	523,5	0,40	stark; etw. Licht in der Mitte	Triplet; $\beta' = \beta''' = 0,09$; $\beta'' = 0,18$; $d\lambda' = 0,22$, $d\lambda'' = 0,31$; δ vielleicht negativ und sehr klein.
	524,9	0,18	stark	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,13$; $d\lambda = 0,48$; kurzwellige Komponente stärker als langwellige; δ wahr- scheinlich positiv und sehr klein.
	526,5	0,18	ziemlich schwach	Verbreitert bis auf $\beta_{40} = 0,32$; wird verwaschener; δ wahrscheinlich negativ und sehr klein.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Gelb- grün	538,6	0,18	stark; etwas ver- waschen	Bilden zusammen eine Bande, $\beta_{40} = 0,35$, deren Mitte bei 538,6.
	539,0	0,13	stark; etwas ver- waschen	
	Schatten			
	539,3	0,13	stark; etwas ver- waschen	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = 0,13$, $\beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,51$; $\delta = + 0,17$.
	—	—	—	Verwaschene Bande entsteht; $\beta_{40} = 0,18$; Mitte 540,1.
	540,95	0,31	ziemlich stark, ver- waschen	Ziemlich verwaschenes, symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,13$; $d\lambda = 0,33$; $\delta = + 0,12$.
	543,7	0,13	schwach ver- waschen	Verschwindet.
	544,3	0,09	stark	Starkes, symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta''$ $= 0,09$; $d\lambda = 0,27$; $\delta = - 0,04$.
Rot	545,8	0,09	schwach	Schwaches, symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta''$ $= 0,04$; $d\lambda = 0,22$; $\delta = 0$.
	653,7	0,09	schwach	Verschwindet wahrscheinlich.
	654,3	0,27	stark	Verbreitert bis auf $\beta_{40} = 0,44$; $\delta = - 0,09$.
	656,15	0,09	schwach	Unverändert; nur $\delta = - 0,40$.
	656,55	0,11	"	Schwaches, symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta''$ $= 0,09$; $d\lambda = 0,40$; $\delta = - 0,24$.
	657,3	0,20	stark	Starkes, symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta''$ $= 0,09$; $d\lambda = 0,35$; $\delta = + 0,04$.
§ 47. 2. Polarisationssebene vertikal.				
Grün	520,4	0,22	stark	Unverändert; δ vielleicht negativ und sehr klein.
	520,9	0,18	"	Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,35$; $\delta = - 0,09$.
	521,3	0,13	"	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = 0,13$; $\beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,27$; kurzwellige Kom- ponente stärker als langwellige; $\delta = + 0,18$.
	521,9	0,04	"	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = 0,09$; $\beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,20$; kurzwellige Kom- ponente stärker als langwellige; $\delta = - 0,05$.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	522,3	0,04	schwach	Duplet; β' und β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,13$; $\delta = -0,09$.
	—	—	—	Duplet entsteht; β' und β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,13$; Mitte bei 522,6.
	523,4	0,27	sehr stark; etwas Licht in der Mitte	Triplet; $\beta' = \beta'' = 0,13$; β'' sehr schmal; $d\lambda' = 0,24$, $d\lambda'' = 0,20$; $\delta = +0,04$.
	524,0	0,09	ziemlich stark	Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,40$; $\delta = 0$.
	524,4	0,09	ziemlich stark	Unsymmetrisches Triplet; $\beta' = \beta'' = \beta''' = 0,09$; $d\lambda' = 0,35$, $d\lambda'' = 0,27$; kurzwellige Komponente stärker als die beiden anderen; $\delta = +0,09$.
Gelbgrün	524,9	0,09	ziemlich schwach	Unverändert; nur $\delta = +0,09$.
	536,8	0,35	ziemlich stark; etwas verwaschen	Unverändert.
	539,3	0,27	ziemlich stark; sehr verwaschen	Verschwindet.
	540,2	0,18	schwach, verwaschen	Verschwindet.
	541,15	0,15	ziemlich stark	Vershmälert bis auf $\beta_{40} = 0,10$; $\delta = -0,11$.
Schatten	—	—	—	Ziemlich schwaches Band entsteht; $\beta_{40} = 0,18$; Mitte bei 541,9.
	542,4	0,11	schwach, verwaschen	Verschwindet.
	542,8	0,13	ziemlich stark	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = 0,09$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,27$; $\delta = +0,04$; zwischen Komp. Schatten; ebenso nach der violetten Seite, Breite etwa 0,18, bis 542,5.
	544,0	0,04	sehr schwach	Verschwindet.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Gelbgrün	544,3	0,04	schwach	Unverändert; nur $\delta = -0,27$.
	—	—	—	Duplet entsteht; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,40$; Komponente ziemlich schwach; Mitte bei 545,25.
	545,8	0,09	ziemlich stark	Symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,22$; δ wahrscheinlich positiv und sehr klein.
Rot	650,0	Anfang Schatten		Bildet Bande, $\beta_{40} = 0,40$; $\delta = -0,18$ (bezüglich der Bande 650,6).
	650,6	0,37 stark		
	651,8	Anfang Schatten		Starkes symmetrisches Triplet; $\beta' = \beta'' = 0,18$; $\beta''' = 0,13$; $d\lambda' = d\lambda'' = 0,37$; $\delta = -0,11$ (bezüglich der Bande 652,4). Zwischen den Komp. ziemlich starke Schatten.
	652,4	0,37 stark		
	652,9	Ende Schatten		
	653,75	0,18 stark		Scheint unverändert.
	654,35	0,13 ziemlich schwach		Symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,22$; $\delta = +0,07$.
	656,05	0,09 schwach		Schwaches symmetr. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,35$; $\delta = -0,07$.
	656,5	0,15 stark		Wahrscheinlich unverändert.
	657,0	0,09 schwach		Verschwindet.
	657,3	0,13 schwach		Verschwindet.
	658,2	0,15 stark		Symmetrisches Triplet; $\beta' = \beta'' = 0,04$, $\beta''' = 0,13$; $d\lambda' = d\lambda'' = 0,31$; δ wahrscheinlich positiv und sehr klein.

Erbiumyttriumsulfat $[(Er, Y)_2(SO_4)_3]$.

§ 48. Dieses unreine Produkt der Aufschließung von Mineralien mit Schwefelsäure enthält wahrscheinlich neben Erbium und Yttrium in variablem Verhältnis ziemlich viel Dysprosium und auch Holmium; ferner andere Erdmetalle in geringeren Mengen; es kristallisiert monoklin. Zunächst seien wieder die Versuche mit Längsmagnetisierung angeführt.

Achsenebene \perp Feldrichtung [und \perp Strahlenrichtung]; erste Bisektrix vertikal; Temperatur -190° .

1. Polarisationsene horizontal.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kgs bei -190°
Grün	518,7	0,10	ziemlich schwach	Unsymmetr. Duplet; $\beta' = 0,09$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,22$; kurzwellige Komp. stärker als langwellige; $\delta = +0,07$.
	519,2	0,09	ziemlich schwach	Geschwächt; δ positiv klein (vielleicht entsteht ein schwaches Triplet).
	519,8	0,18	ziemlich schwach etw. Licht i. d. Mitte	Violettseitige Hälfte wird nach Violett verschoben und verschwindet; rechtsseitige Hälfte wird stärker.
	—	—	—	Schmale schwache Linie entsteht im Felde; Mitte bei 520,05.
	520,4	0,10	ziemlich stark	Unverändert.
	520,75	0,09	ziemlich stark	Symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,22$; $\delta = -0,07$.
	521,4	sehr schmal	sehr schwach	Verschwindet.
	521,65	sehr schmal	sehr schwach	Verschwindet.
	522,0	0,10	ziemlich stark	Unverändert; nur $\delta = -0,09$.
	522,5	sehr schmal	schwach	Scheint zusammenzuschmelzen mit der kurzwelligen Komponente des folgenden Triplets.
Gelb-grün	522,7	0,08	ziemlich stark	Symmetr. Triplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$, β''' sehr schmal; $d\lambda' = d\lambda'' = 0,24$; mittlere Komp. schwach, beide andere ziemlich stark; δ vielleicht positiv und sehr klein.
	523,1	sehr schmal	schwach	Abgeschwächt; $\delta = -0,09$.
	523,2	0,10	stark	Verbreitert bis auf $\beta_{90} = 0,14$; $\delta = +0,05$.
	Noch drei sehr schwache Banden; nicht untersucht.			
Gelb-grün	536,1	0,09	ziemlich schwach	Unsymmetr. Duplet; $\beta' = 0,04$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,20$; kurzwellige Komp. stärker als langwellige; $\delta = -0,24$.
	536,65	Anfang Schatten		Symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,22$; $\delta = -0,07$ (bezüglich der Bande 536,9); zwischen den Komponenten Schatten.
	536,9	0,16	ziemlich stark	

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kgs bei -190°
Gelb- grün	537,15	sehr schmal	schwach	Schmilzt zusammen mit kurzwelligster Komponente des folgenden Triplets; δ positiv.
	537,35	0,04	„	Unsymmetrisches Triplet; $\beta' = 0,13$ (hiermit ist aber feldfreie Bande 537,15 verschmolzen), β'' und β''' sehr schmal; $d\lambda' = 0,20$, $d\lambda'' = 0,09$; δ wahrscheinlich negativ und sehr klein.
	537,9	0,07	ziemlich schwach	Scheint bis auf $\beta_{30} = 0,04$ schmaler zu werden; $\delta = + 0,11^1$).
	538,1	0,07	sehr schwach	Bedeutend schmaler; $\delta = + 0,22^1$).
	541,9	0,09	ziemlich stark	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = 0,04$, β'' sehr schmal; kurzwellige Komponente schwächer als langwellige; $\delta = - 0,10$.
	542,45	0,07	z. schwach	Wird breiter und verwaschener.
	543,05	0,09	z. schwach	Symmetrisches Duplet; $d\lambda = 0,22$.
	543,65	0,09	z. schwach	Unverändert.
Rot	653,1	0,15	stark, etwas ver- waschen	Triplet; $d\lambda' = 0,18$, $d\lambda'' = 0,27$; mittlere Komp. stark, beide andern schwächer; zwischen den Komponenten Schatten.
	653,7	Anfang Schatten		Scheint unverändert.
	653,8	0,10	stark	
	654,0	Ende Schatten		
§ 49. 2. Polarisationssebene vertikal.				
Grün	518,7	0,10	ziemlich schwach	Duplet; $\beta' = 0,04$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,24$; kurzwellige Komp. stärker als langwellige; $\delta = + 0,06$.
	519,2	0,09	ziemlich schwach (etwas stärker als i. anderen Spektrum)	Unsymmetrisches Triplet; β' und β''' sehr schmal, $\beta'' = 0,09$; $d\lambda' = 0,27$, $d\lambda'' = 0,18$; $\delta = 0$.
	519,8	0,18	ziemlich schwach; etw. Licht i. d. Mitte	Unsymmetrisches Triplet; $\beta' = \beta''' = 0,04$, β'' sehr schmal; $d\lambda' = 0,24$, $d\lambda'' = 0,20$; mittlere Komp. schwächer als die beiden anderen; $\delta = + 0,04$.

1) Die Verhältnisse liegen hier wahrscheinlich komplizierter, was aber nicht mit Sicherheit beobachtet werden konnte.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kgs bei -190°
Grün	520,4	0,10	ziemlich stark	Unverändert; nur $\delta = + 0,04$.
	520,75	0,09	ziemlich stark (etwas schwächer als im anderen Spektrum)	Wird Schatten; $\beta_{30} = 0,27$, verwaschen; $\delta = - 0,13$.
	521,05	0,04	sehr schwach	Etwas verbreitert.
	521,4	sehr schmal	sehr schwach	Etwas verbreitert.
	521,65	sehr schmal	schwach	Etwas verwaschener.
	522,0	0,10	„	Verwaschener.
	522,3	sehr schmal	sehr schwach	Unverändert.
	522,5	sehr schmal	schwach	Scheint zusammen zu schmelzen mit kurzwelligster Komponente des folgenden Triplets.
	522,7	0,08	ziemlich stark	Symmetrisches Triplet; $d\lambda' = d\lambda'' = 0,24$; mittlere Komp. stark; die beiden äußeren schwach; δ vielleicht positiv sehr klein.
	523,1	sehr schmal	schwach	Abgeschwächt; $\delta = - 0,09$.
Gelbgrün	523,2	0,10	stark	Verbreitert bis auf $\beta_{30} = 0,14$; $\delta = + 0,05$.
	535,9	sehr schmal	sehr schwach	Verschwundet.
	536,2	0,09	schwach	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = 0,09$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,27$; kurzwellige Komponente stärker als langwellige; $\delta = - 0,13$.
	536,65	Anfang	Schatten	Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,27$; $\delta = - 0,05$ (dieses Duplet schwächer als im anderen Spektrum).
	536,9	0,16	ziemlich stark	
	537,2	sehr schmal	sehr schwach	Schmilzt zusammen mit kurzwelliger Komp. des folgenden Duplets; δ positiv.
	537,5	0,20	ziemlich stark	Duplet; $\beta' = 0,09$, $\beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,29$; $\delta = 0$; violettseitig Schatten; vielleicht entstanden aus der Verschmelzung mit der feldfreien Linie 537,2.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kgs bei -190°
Gelb-grün	538,1	0,35	schwach	Nicht untersucht.
	538,35	sehr schmal	sehr schwach	Verbreitert bis auf $\beta_{90} = 0,13$; $\delta = -0,07$.
	541,2	sehr schmal	sehr schwach	Verstärkt.
	541,6	sehr schmal	äußerst ¹⁾ schwach	Verstärkt; $\delta = -0,18$.
	541,9	0,09	ziemlich schwach	Unsymmetr. Duplet; $\beta' = 0,04$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,11$; kurzwellige Komp. schwächer als langwellige, beide Komp. schwächer als im anderen Spektrum.
	542,45	0,07	sehr schwach	Wahrscheinlich verbreitert und verwaschener.
	543,05	0,09	sehr schwach	Wahrscheinlich symmetrisches Duplet; $d\lambda = 0,22$.
	543,65	0,09	sehr schwach	Wahrscheinlich unverändert.
Rot	653,15	0,12	ziemlich schwach	Vielleicht Triplet, jedenfalls viel schwächer als im anderen Spektrum.

§ 50. Sodann seien die Beobachtungen mit Quermagnetisierung mitgeteilt.

Achsenenebene \parallel Feldrichtung [und \perp Strahlenrichtung]; erste Bisektrix vertikal. Temperatur -190° .

1. *Polarisationsebene horizontal.*

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	518,7	0,10	ziemlich schwach	Abgeschwächt und schmaler; $\delta = -0,05$.
	519,2	0,09	ziemlich schwach	Unsymmetr. Triplet; $\beta' = 0,04$, β'' und β''' sehr schmal; $d\lambda' = 0,22$, $d\lambda'' = 0,25$, $\delta = -0,04$.
	519,8	0,18	ziemlich schwach, etw. Licht i. d. Mitte	Unsymmetr. Triplet; $\beta' = 0,04$, β'' und β''' sehr schmal; $d\lambda' = 0,29$, $d\lambda'' = 0,18$; $\delta = +0,06$.

1) Daß diese Linie feldfrei anwesend, ist nicht absolut sicher; vielleicht entsteht die Linie 541,4 im Felde.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	520,4	0,10	ziemlich stark	Wird verwaschener Schatten; $\beta_{40} = 0,18$; $\delta = -0,04$.
	520,75	0,09	ziemlich stark	Symmetrisches Triplet; $\beta' = \beta'' = 0,05$, β''' sehr schmal; $d\lambda' = d\lambda'' = 0,175$.
	521,05	0,04	sehr schwach	Verschwindet.
	521,65	sehr schmal	sehr schwach	Verschwindet.
	522,0	0,10	ziemlich stark	Wird verwaschener Schatten; $\beta_{40} = 0,18$; $\delta = 0$.
	522,3	sehr schmal	sehr schwach	Verschwindet.
	522,5	sehr schmal	schwach	Verschwindet.
	522,7	0,08	ziemlich stark	Duplet; $\beta' = 0,05$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,27$; kurzwellige Komp. stärker als langwellige; $\delta = +0,10$.
	523,1	sehr schmal	ziemlich stark	Verschwindet.
	523,2	0,10	stark	Unverändert.
Gelbgrün	523,8	0,09	schwach	Verschwindet.
	zwei sehr schwache Banden (nicht gemessen)			Verschwinden.
	536,1	0,09	ziemlich schwach	Unsymmetr. Duplet; β' sehr schmal, $\beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,28$; kurzwellige Komponente schwächer als langwellige; $\delta = -0,08$.
	536,65	Anfang	Schatten	Symmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,18$; $\delta = -0,15$ (bezüglich der Bande 536,9); zwischen den Komp. schwacher Schatten.
	536,9	0,16	ziemlich stark	
	537,15	sehr schmal	schwach	Etwas verstärkt.
	537,35	0,04	schwach	Unsymmetr. Duplet; $\beta' = 0,09$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,16$; kurzwellige Komp. bedeutend stärker als langwellige; $\delta = +0,06$.
	537,9	0,07	ziemlich schwach	Verstärkt; verbreitert bis auf $\beta_{40} = 0,10$; $\delta = +0,08$.
	538,1	0,07	sehr schwach	Unverändert; nur $\delta = +0,22$.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Gelbgrün	541,9	0,09	ziemlich stark	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = 0,07$, $\beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,23$; kurzwellige Komponente stärker als langwellige; $\delta = -0,05$.
	542,45	0,07	ziemlich schwach	Triplet; β' , β'' und β''' sehr schmal; $d\lambda' = 0,23$, $d\lambda'' = 0,24$; die Komp. ziemlich gleich stark; $\delta = +0,04$.
	543,05	0,09	ziemlich schwach	Symmetrisch verengert bis auf $\beta_{40} = 0,08$.
	543,65	0,09	ziemlich schwach	Duplet; β' und β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,31$; Komponente schwach, aber scharf; $\delta = -0,04$.
Rot	650,3	0,26	schwach	Unverändert.
	652,0	0,18	"	Unsymmetrisches Duplet; β' und β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,31$; kurzwellige Komp. stärker als langwellige; $\delta = -0,11$.
	653,1	0,15	stark; etwas verwaschen	Unsymmetrisches Triplet; $\beta' = 0,08$, β'' sehr schmal, $\beta''' = 0,03$; $d\lambda' = 0,11$, $d\lambda'' = 0,43$; $\delta = 0$.
	653,7	Anfang Schatten		Violettseitig wird Komp. abgetrennt in einem Abstand 0,23 von der feldfreien Bande; übrigens unverändert.
	653,8	0,10	stark, scharf	
	654,0	Ende Schatten		
	654,8	0,10	ziemlich schwach	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = 0,09$, $\beta'' = 0,13$; $d\lambda = 0,46$; $\delta = -0,19$.
	655,6	0,18	schwach	Wird verwaschener.
	656,3	0,18	sehr schwach	Verbreitert bis auf $\beta_{40} = 0,27$; $\delta = +0,13$.
	657,4	0,18	schwach	Sehr schwaches Duplet; $\beta' = \beta'' =$ sehr schmal; $d\lambda = 0,18$; $\delta = +0,09$.
659,3	0,18	"	Verschwundet.	
§ 51. 2. Polarisationssebene vertikal.				
Grün	518,7	0,10	ziemlich schwach	Abgeschwächt und schmaler; $\delta = -0,05$.
	519,2	0,09	ziemlich stark	Etwas verwaschenes Duplet; $\beta' = 0,06$, $\beta'' = 0,08$; $d\lambda = 0,26$; $\delta = -0,11$.
	519,8	0,18	ziemlich schwach; etw. Licht i. d. Mitte	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = 0,04$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,29$; $\delta = -0,09$.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Grün	520,4	0,10	ziemlich stark	Wird verwaschener Schatten, $\beta_{40} = 0,18$, etwas stärker als im anderen Spektrum; $\delta = -0,04$.
	520,75	0,09	ziemlich schwach	Symmetrisches Triplet; $\beta' = \beta'' = 0,05$, β'' sehr schmal; $d\lambda' = d\lambda'' = 0,175$.
	521,05	0,04	schwach	Verschwundet.
	521,65	sehr schmal	"	Verschwundet.
	522,0	0,10	"	Wird sehr verwaschener Schatten; $\beta_{40} = 0,18$; $\delta = 0$.
	522,3	sehr schmal	sehr schwach	Verschwundet.
	522,5	sehr schmal	schwach	Verschwundet.
	522,7	0,08	ziemlich stark	Duplet; $\beta' = 0,05$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,27$; kurzwellige Komp. stärker als langwellige, beide stärker als im anderen Spektrum; $\delta = +0,10$.
	523,1	sehr schmal	ziemlich stark	Verschwundet.
	523,2	0,10	stark	Unverändert.
Gelbgrün	523,8	0,09	ziemlich stark	Sehr verwaschen, kaum noch zu sehen.
	zwei sehr schwache Banden (nicht gemessen)			Verschwunden.
	535,9	sehr schmal	sehr schwach	Verschwundet.
	536,1	0,09	schwach	Unsymmetr. Duplet; β' sehr schmal, $\beta'' = 0,04$; $d\lambda = 0,28$; kurzwellige Komponente schwächer als langwellige; $\delta = -0,08$.
	536,65	Anfang	Schatten	Unsymmetrisches Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,09$; $d\lambda = 0,18$; kurzwellige Komponente schwächer als langwellige; $\delta = -0,15$ (bezüglich Bande 536,9).
	536,9	0,16	ziemlich stark	
	537,15	sehr schmal	sehr schwach	Verschwundet.
	537,5	0,20	ziemlich stark	Unsymmetr. Duplet; $\beta' = 0,09$, β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,16$; kurzwellige Komp. stärker als langwellige, beide stärker als im anderen Spektrum; $\delta = +0,06$.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Querfeldes von 40 kgs bei -190°
Gelbgrün	588,1	0,35	schwach, verwaschen	Wird rotseitig um 0,09 verbreitert. (Vieleicht Triplet mit Schatten zwischen den Komponenten.)
	541,9	0,09	ziemlich schwach	Symmetrisches Quadruplet; $d\lambda' = 0,18$, $d\lambda'' = 0,23$, $d\lambda''' = 0,18$; innere Komp. zieml. stark, äußere schwach; $\delta = -0,05$.
	542,45	0,07	sehr schwach	Triplet; β' , β'' und β''' sehr schmal; $d\lambda' = 0,23$, $d\lambda'' = 0,24$; die beiden kurzwelligeren Komp. schwach, die langwelligste sehr schwach; $\delta = +0,04$.
	543,05	0,09	sehr schwach	Verstärkt, und symmetrisch schmaler bis auf $\beta_{40} = 0,05$.
	543,65	0,09	sehr schwach	Verschwindet

Einige schwache Banden nicht untersucht.

Rot	651,95	0,09	ziemlich stark	Unverändert.
	—	—	—	Schwache, schmale Linie entsteht im Felde; Mitte bei 652,35.
	653,15	0,12	ziemlich schwach	Unverändert.
	653,8	0,10	stark	Violettseitig wird Komp. abgetrennt (diese schwächer als im anderen Spektrum) in einem Abstand 0,23 von der feldfreien Bande 653,8; übrigens unveränd.
	654,0	Ende	Schatten	
	654,8	0,08	ziemlich schwach	Schwaches Duplet; β' und β'' sehr schmal; $d\lambda = 0,27$; δ wahrscheinlich $= -0,02$.
	657,4	0,09	schwach	Unverändert.

Erbiumnitrat $[\text{Er}(\text{NO}_3)_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}]$.

§ 52. Durch Einsieden der Lösung erhält man auch dieses als amorphe durchsichtige Masse; deren Absorptionsspektrum viele schmale Banden aufweist, ohne indessen besonderes Interesse zu bieten. Von dem sehr hygroskopischen monoklin kristallisierten Hexahydrat untersuchten wir Plättchen von durchschnittlich 0,6 mm Dicke, welche beide optische Achsen enthielten. Die Banden waren hier feiner als bei irgend einem anderen der bisher untersuchten Präparate. Es wurde mit unpolarisiertem Lichte beobachtet und zwar nur mit Längsmagnetisierung.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kgs bei -190° .
Grün	516,4	0,17	—	Verbreiterung (nicht gemessen).
	517,2	0,13	—	Quadruplet; $\beta''=0,12$; $\beta'''=0,15$; β' und β'''' sehr fein; $d\lambda'=0,08$, $d\lambda''=0,27$, $d\lambda'''=0,008$; δ kleiner negat. Wert.
	517,6	—	sehr schmal	Nicht mehr sichtbar.
	518,0	0,06	—	Sehr komplizierter Linienkomplex, welcher ohne weiteres nicht entwirrt werden konnte.
	518,3	0,11	—	
	518,6	0,07	—	
	519,1	0,10	—	Duplet.
	519,7	0,16	—	Unsymmetr. Quadruplet; $\beta''=0,11$, $\beta'''=0,135$; β' und β'''' sehr fein; $d\lambda'=0,07$, $d\lambda''=0,255$, $d\lambda'''=0,13$; $\delta=-0,05$.
	520,2	0,17	—	Unsymmetr. Duplet; $\beta'=0,05$, β'' sehr schmal; $d\lambda=0,175$.
	520,7	0,14	—	Unsymmetr. Triplet (bzw. Duplet mit violettseitigem Trabant).
Gelbgrün	521,3	0,11	—	Unsymmetr. Quadruplet; 1. Komp. zieml. stark, 2. und 3. stärker, 4. schwach.
	534,8	0,13	schwach	Verbreiterung und Verwässerung.
	535,5	0,13	—	Unsymmetr. Duplet: von Violett nach Rot erst Schatten 0,29 breit, dann starke Komp. ($\beta'=0,18$) bei 535,33, dann Abschattierung, sodann schwache unscharfe Komp. ($\beta''=0,26$) bei 535,8.
	Schatten ¹⁾		—	
	535,8	0,09	—	
	536,95	—	schmalere Trabant	In 1. Ordnung Triplet: $\beta'=0,10$, $\beta''=0,05$; $\beta'''=0,07$.
	537,15	0,05	—	Die Mitten der beiden ersteren Komp. sind 0,44 bzw. 0,14 nach Violett, die der letzteren 0,05 nach Rot verschoben bezügl. der feldfreien Bande 537,15. — In 2. Ordnung ist die Aufspaltung deutlicher: 536,95 gibt ein symmetr. Duplet ($d\lambda=0,44$); 537,15 ein unsymmetr. Duplet.
	537,35	schm.	schwach. Trabant	Triplet: $\beta'=0,08$, $\beta''=0,08$, $\beta'''=0,10$; die Mitte der ersten Komp. ist 0,02 nach Violett, die der beiden folgenden 0,07 bzw. 0,34 nach Rot verschoben bezüglich der feldfreien Bande 537,6.
	537,6	0,06	—	
	537,8	schm.	Trabant	

1) Bilden bei dickeren Kristallplättchen zusammen eine starke Bande.

Gruppe	λ	β_0	Intensität	Einfluß eines Längsfeldes von 39 kga bei -190°
Gelbgrün	538,5	schm.	schwach	Duplet.
	539,15	0,09	—	Symmetr. Duplet; $\beta' = \beta'' = 0,08$; $d\lambda = 0,30$; violettseitiger Schatten, wo sich vielleicht eine dritte Komp. befindet; $\delta = -0,03$.
	539,7	0,08	—	Unsymmetrisches Sextuplet, dessen vier Außenkomp. schmal und schwach sind, die mittleren stark, und zwar $\beta''' = 0,04$, $\beta'''' = 0,03$; $\delta = 0$; die Abstände betragen $d\lambda = 0,41$, $d\lambda' = 0,045$, $d\lambda'' = 0,05$, $d\lambda''' = 0,11$, $d\lambda'''' = 0,17$, $d\lambda''''' = 0,035$. Beide kurzwelligste Komp. durch Schattierung verbunden.
	540,3	0,07	—	Verwachsene Bande, 0,22 breit, in der Linien nicht mit Sicherheit zu unterscheiden waren; indessen vielleicht ein Triplet. $\delta = -0,03$.
	540,8	0,07	—	Unsymmetrisches Quadruplet; drei kurzwelligsten Komp. ziemlich stark, vierte langwelligste nur schwach. $d\lambda' = d\lambda'' = d\lambda''' = 0,18$.
Rot	640,3	—	—	Unsymmetrisches Duplet.
	640,9	—	—	Unsymmetrisches Duplet.
	642,2	0,09	—	Duplet: β schmal; $\beta'' = 0,11$; $d\lambda = 0,09$; $\delta = +0,135$. Vielleicht noch eine dritte rotseitige Komponente.
	642,8	0,11	—	Triplet: β' und β''' schmal, $\beta'' = 0,125$; $d\lambda' = 0,11$; $d\lambda'' = 0,16$; $\delta = +0,06$.
	650,5	0,09	verwässert	Verbreiterung: $\beta_{39} = 0,35$, $d\beta = 0,26$ (vielleicht Quadruplet).
	651,3	0,09	verwässert	Verbreiterung: $\beta_{39} = 0,40$, $d\beta = 0,31$.

Erbiummagnesiumnitrat $[2\text{Er}(\text{NO}_3)_3 \cdot 3\text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 24\text{H}_2\text{O}]$.

§ 53. Bei einem durch Einsieden erhaltenen amorphen Präparat von 10 mm Dicke fielen folgende Gruppen auf.

Die grüne Gruppe: bei 18° drei starke Banden 516,9 bis 517,2, 517,7—519,5, 520,5—521,7. Bei -190° wurde diese wie folgt aufgelöst: 513,8—514,0, 514,8—514,9, 515,1—517,7, 516,3—517,2, 517,7—519,3, 520,1 (schwache Linie), 521,0 bis 521,8.

Die rote Gruppe zeigt bei -190° eine Anzahl eigentümlicher Doppellinien, z. B. 641,4 und 642,6; 643,7 und 645,6; 647,7 und 649,4. Bei 18° ist von diesen Linien nichts zu sehen.

Das ganze sichtbare Spektrum dieses Salzes umfaßt etwa 40 Banden und Linien, teils so schwache, daß sie bei einer geringeren Durchleuchtungsstrecke ganz verschwinden.

Glasige Erbiumpräparate. Erbiumborax wurde erhalten durch Schmelzen von etwa 15–20 Proz. Erbiumoxyd mit wasserfreiem Borax als gelbe, durchsichtige amorphe Masse. Hier hat eine Abkühlung keinen so einschneidenden Einfluß.

Die grüne Gruppe zeigt bei 18° drei Banden 516,9–517,2, 518,0–519,1, 520,6–522,2. Bei -190° liegen diese 516,6 bis 517,0, 517,8–519,0, 520,4–522,4 (vielleicht Doppelbande).

Erbiumglas erhielten wir von der Firma Schott & Gen. (V.S. 5257); es enthielt 2 Proz. B_2O_3 , 58,5 Proz. SiO_2 , 7,5 Proz. Na_2O , 12 Proz. K_2O , 10 Proz. ZnO , 10 Proz. Er_2O_3 laut Angabe. Es zeigt einige schmale, aber nicht allzu scharfe Banden.

Die grüne Gruppe umfaßte bei 18° 517,0–517,3, 517,8, 518,4–518,9, 519,1, 520,0–520,2, 521,1–521,8. Bei -190° liegen diese 516,5–517,2, 517,9, 518,2–518,6, 519,0, 519,8 bis 520,0, 521,0–521,2, 521,8–522,3.

Die rote Gruppe zeigt bei 18° schwache Banden 650,0 bis 654,0 und 656,4–661,1. Bei -190° schwache Linien 648,9, 651,6, 655,5, 657,6.

VI. Siebente paramagnetische Reihe.

§ 54. *Uranylkaliumsulfat* $[UO_2K_2(SO_4)_2 + 2H_2O]$. Ein rhombisches Plättchen, beide optische Achsen enthaltend, 0,7 mm dick, wurde in einem Längsfelde von etwa 40 kgs mit unpolarisiertem Lichte bei -190° untersucht. Die bekannten Banden erschienen hier viel zahlreicher und schmaler als beim Nitrat, u. a. 487,8, 488,2, 488,8 und 490,5 im Blau. Diese Banden schienen zwar im Felde etwas zu verwässern, aber die Erscheinung war hier zweifelhaft und die Verbreiterung keinesfalls größer als $0,02 \mu$. Bei den vielen Banden im Violett war gar kein Einfluß des Feldes zu sehen.

Uranyl nitrat $[\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 + 6\text{H}_2\text{O}]$. Es wurde ein monoklines Plättchen von 2 mm Dicke untersucht. Im Blau bei 18° zwei unscharfe Banden 467,5—471,6 und 484,9—488,0; bei -190° starke Bande 467,9—469,7 (vielleicht nicht einfach), Schatten bis 470,3; starke scharfe Bande 484,5—484,9, dann Schatten; Bande 485,3—485,7, Schatten bis 486,3.

Zusammenfassung der Hauptergebnisse.

Allgemeinere Ergebnisse der vorliegenden, zunächst rein experimentellen Arbeit sind bereits §§ 6—10 mitgeteilt.

Der Zeeman-Effekt scheint im allgemeinen nicht von der Temperatur und dem Anion unabhängig zu sein.

Der Effekt tritt in besonderem Maße bei kristallisierten verdünnten festen Lösungen auf, wie man sie namentlich in manchen Edelsteinen und seltenen Mineralen vorfindet.

Die Werte von $d\lambda/\lambda^2$ schwanken erheblich, sind aber von der Ordnung 10 cm^{-1} für die benutzten Felder von etwa 40 kgs. Rot und Orange eignen sich am meisten zur Beobachtung.

Mehrere Doppelsalze des Chroms und Kaliums zeigen bei -190° Verbreiterungen der Banden in starken Feldern.

Die roten Absorptionsbanden des Rubins werden in Längs- und Quersfeldern je nach der Orientierung in Triplette oder Quadruplette aufgespalten.

Die entsprechenden Fluoreszenzbanden verhalten sich ganz genau ebenso, bis auf den Polarisationszustand.

Die Verbindungen seltener Erden, besonders die Nitrate, liefern die reichste Ausbeute typischer Zeeman-Effekte.

Zum Schlusse möchten wir den Herren Prof. Erdmann, R. Meyer, Miethe, Rosenheim, Rubens und Wichmann auch an dieser Stelle unseren besten Dank ausdrücken für die gütige Überlassung wertvoller Apparate oder Präparate.

(Eingegangen 31. Juli 1908.)

2. Über Röntgenstrahlen und das Röntgensche Absorptionsgesetz; von W. Seitz.

Erster Teil.

Bekanntlich hat schon Röntgen nachgewiesen, daß das Durchdringungsvermögen der Röntgenstrahlen zunimmt, wenn sie durch immer dickere absorbierende Schichten filtriert werden, und er hat daraus geschlossen, sie müßten aus einem Gemisch mehr oder weniger absorbierbarer Strahlen bestehen. Diese Versuche wurden später mit dem gleichen Resultat mehrfach wiederholt, wobei stets die untersuchten Strahlen vorher die Glaswand der Röhre passieren mußten. Dadurch werden sie aber bereits sehr stark filtriert und die allerweichsten Strahlen werden vollkommen beseitigt, andernteils entstehen beim Durchgang durch das Glas stark absorbierbare sekundäre Strahlen. Eine solche Untersuchung, bei der aber die störende Glaswand vermieden wird, ist von Interesse, da man hierdurch einigen Einblick in den Mechanismus der Strahlenerzeugung an der Antikathode gewinnt.

Die auftreffenden Elektronen werden wohl nur zum kleinsten Teil sofort absorbiert werden, ohne vorher ihre Geschwindigkeit vermindert zu haben, und dabei werden die durchdringendsten Strahlen ausgesandt. Die weitaus größere Menge wird erst nach kürzeren oder längeren Kreuz- und Querbahnen im Metall zu Ruhe kommen, wobei durch jede momentane Richtungs- und Geschwindigkeitsänderung Impulse von größerer oder kleinerer Breite hervorgebracht werden. Gleichzeitig werden im Metall auch sekundäre relativ langsame Elektronen freigemacht, die aber alsbald wieder absorbiert werden und dabei die Quelle sehr weicher Röntgenstrahlen bilden. Wenn demnach im ganzen viel mehr längere und daher absorbierbarere Impulse entstehen als kurze, durchdringende, so muß man doch bedenken, daß die Energie eines Impulses sehr stark mit der Größe der Geschwindigkeitsänderung des erzeugenden Elektrons zunimmt.

Da die Messung in der Entladungsröhre selbst nicht ausführbar ist, so wurde in die Glaswand ein möglichst dünnes Aluminiumfenster eingesetzt, durch das die Strahlen austreten konnten. Dadurch wird allerdings die Zusammensetzung des Strahlungsgemisches gegenüber der ursprünglichen erheblich verändert, aber doch in weitaus geringerem Maße als durch eine Glaswand.

Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt: Als Intensitätsmaß der Röntgenstrahlen diente die positive Ladung, welche sie einem Platinblech, auf das sie treffen, im höchsten Vakuum erteilen. Mir erschien diese Meßmethode als die zuverlässigste, nachdem durch die Versuche von Frl. Carter¹⁾ nachgewiesen ist, daß sie zu den gleichen Resultaten führt als die weitaus schwierigere Energiebestimmung mit dem Bolometer.

Die Entladungsröhre, welche durch eine Gädepumpe evakuiert wurde, hatte eine Platinantikathode mit Wasserkühlung (vgl. Fig. 1). Bei *A* war auf eine Messingfassung das Aluminiumfenster *f*, das eine Größe von etwa $1\frac{1}{2}$ qcm und eine Dicke von etwa 0,05 mm hatte, aufgeklittet. Dünne Messingrippen verhindern das Eindringen des Fensters durch den äußeren Luftdruck. *B* ist ein Schirm aus 2 mm dickem Bleiblech, welcher die Strahlen, die durch das Glas hindurchgehen, aufhält. In einem Abstand von 1 cm von dem Röhrenfenster *f* befindet sich das etwas größere, sonst aber genau ebenso beschaffene Fenster des Auffangapparates. Dieser besteht aus einer Messingdose *D*, welche mit einer Quecksilberhandpumpe möglichst hoch evakuiert wurde. Das dachförmige Platinblech *S*, auf welches die eingedrungenen Strahlen fielen, war durch Bernstein aufs beste isoliert und mit einem Dolezalekschen Elektrometer, das ebenfalls Bernsteinisolation hatte und das durch einen Harmsschen Kondensator geeicht werden konnte, verbunden. Die Zuleitungen zum Elektrometer waren durch geerdete Bleihüllen geschützt.

Zwischen die beiden Fenster wurden Blätter von Metallfolie oder dünne Bleche gebracht und der Elektrometerrausschlag beobachtet, den die Strahlen in einer bestimmten Anzahl von Sekunden hervorbrachten. Auf diese Weise wurden die Ver-

1) E. Carter, Ann. d. Phys. 21. p. 955. 1906.

Verhältnisse J_0/J_1 , J_1/J_2 , J_2/J_3 usw. gemessen, wobei J_0 die Strahlenmenge ohne Zwischenschaltung eines Blattes, J_1 diejenige, die auftritt, wenn ein Blatt, J_2 diejenige, wenn zwei Blätter usw. dazwischen gebracht werden, bedeutet. Um die

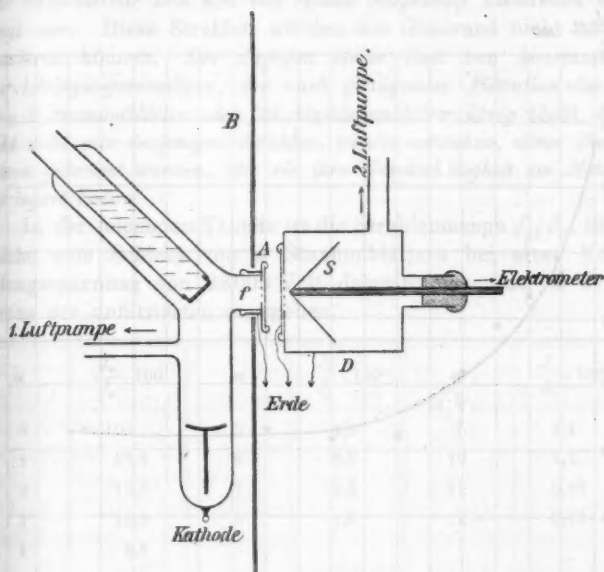


Fig. 1.

Resultate möglichst sicher zu stellen, wurden z. B. J_0 und J_1 abwechselnd mehrmals gemessen und dann ebenso oft J_1 und J_2 usw.

Der Entladungsröhre diente ein Induktorium mit Quecksilber oder Hammerunterbrecher als Stromquelle, die Spannung wurde durch die Funkenschlagweite zwischen Kugeln von 0,6 cm Radius bestimmt.

Es wurden Messungen der Absorption bei Stanniolblättern von 0,0177 mm Dicke und bei Aluminiumblättern von 0,0192 mm bei einer Entladungsspannung von 23000 Volt ausgeführt. Die Ergebnisse sind durch die Kurven Figg. 2 u. 3 dargestellt. Die Abszisse bildet die Anzahl n der vorgeschalteten Blätter, die

Ordinate der durch ein Blatt absorbierte Bruchteil $\left(\frac{J_n - J_{n+1}}{J_n}\right) \cdot 100$ in Prozenten von J_n . (Bei dieser Darstellung müssen sich natürlich kleine Unsicherheiten in der Bestimmung von J_n/J_{n+1} in sehr verstärktem Maße geltend machen.)

$$\frac{J_n - J_{n+1}}{J_n} \cdot 100$$

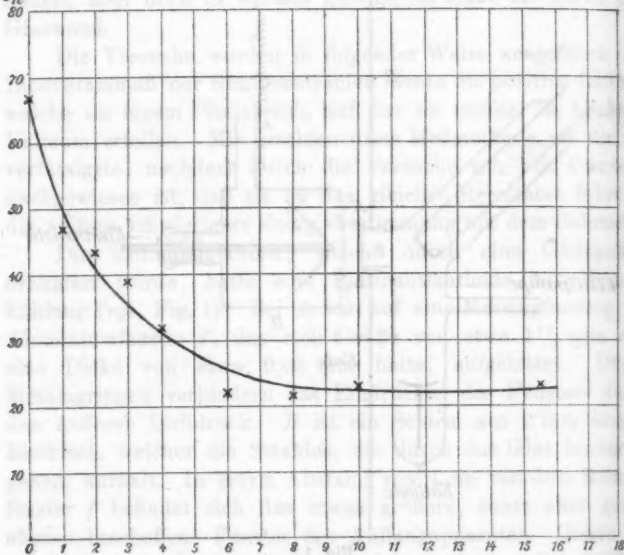


Fig. 2.

$$\frac{J_n - J_{n+1}}{J_n} \cdot 100$$

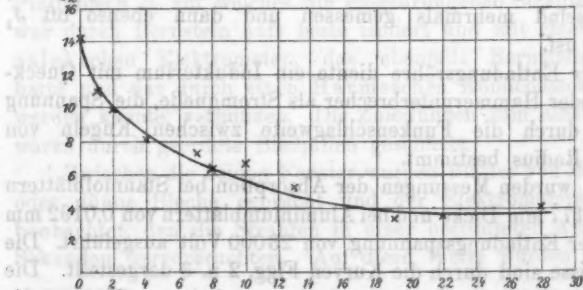


Fig. 3.

Wie man aus dem Verlauf der Kurven ersehen kann, nimmt anfangs das Durchdringungsvermögen sehr rasch zu, um sich später einem bestimmten Grenzwert zu nähern. Es muß also der weitaus größte Teil der ursprünglichen Strahlen sehr absorbierbar sein und von relativ langsamen Elektronen erzeugt sein. Diese Strahlen würden die Glaswand nicht mehr passieren können. Der dagegen kleine Rest von konstantem Durchdringungsvermögen, der nach genügender Filtration durch etwa 9 Stanniolblätter oder 20 Aluminiumblätter übrig bleibt, besteht wohl aus denjenigen Strahlen, welche entstehen, wenn Elektronen gehemmt werden, ehe sie ihre Geschwindigkeit im Metall verringert haben.

In der folgenden Tabelle ist die Strahlenmenge $J_n/J_0 \cdot 100$, welche eine Schicht von n Stanniolblättern bei einer Entladungsspannung von 23000 Volt durchdrungen hat, in Prozenten der unfiltrierten angegeben.

n	$\frac{J_n}{J_0} \cdot 100$	n	$\frac{J_n}{J_0} \cdot 100$	n	$\frac{J_n}{J_0} \cdot 100$
0	100	5	4,3	9	1,4
1	93,3	6	3,0	10	1,1
2	17,0	7	2,3	11	0,87
3	10,0	8	1,8	12	0,70
4	6,3				

Zweiter Teil.

Vor drei Jahren hat B. Walter¹⁾ Röntgenstrahlen, welche das eine Mal direkt von der Röhre kamen, das andere Mal durch ein Metallblech hindurchgehen mußten, mit der Walter-Bénoistschen Härteskala untersucht. Während ein Aluminiumblech stets die Skalenummer erhöhte, wurde sie durch Silber erniedrigt. Wenn also die Strahlen durch ein 0,11 mm dickes Silberblech filtriert wurden, so entsprach dem zentralen Silberblättchen der Skala eine dünnere Aluminiumschicht als bei Untersuchung direkter Strahlen. Daraus schloß er, daß die Strahlen durch Aluminium härter, durch Silber dagegen weicher gemacht werden, was in direktem Widerspruch mit

¹⁾ B. Walter, Ann. d. Phys. 17. p. 561. 1905.

der Röntgenschen Erklärung seines Absorptionsgesetzes stehe. Er macht dann die Annahme, „daß die Strahlung einer Röntgenröhre, die man dann sogar als homogen ansehen kann, bei der Absorption eben durch den Einfluß des absorbierenden Atomes selbst allgemein derartig verändert wird, daß sie für jeden beliebigen Körper ein größeres Durchdringungsvermögen erhält, bei den Atomen der Silbergruppe aber noch in besonderem Maße ein solches für Atome derselben Art“.

Ich habe diese Versuche, die ich im übrigen auch auf die gleiche Weise wie Walter wiederholte und vollständig bestätigen konnte, noch auf andere Art ausgeführt, indem ich direkt nach der oben beschriebenen elektrischen Methode das Durchdringungsvermögen bestimmte. Diese gibt die Intensität aller Strahlen, während auf die photographische Platte doch wohl vor allem die weicheren wirken. Es war daher nicht unbedingt das gleiche Resultat zu erwarten.

Hierbei wurde meistens eine gewöhnliche große Röntgenröhre verwandt, die sich in einem dickwandigen Bleikasten befand. Ein Loch in der Wand desselben ließ ein Strahlenbündel von etwa 1 cm Durchmesser auf die absorbierenden Schichten und dahinter auf das Fenster des Auffangapparates fallen. Als Stromquelle diente auch hier ein großes Induktorium mit Quecksilberturbinenunterbrecher, die Kathodenspannung wurde durch die Funkenschlagweite zwischen Kugeln vom Radius 1,5 cm bestimmt.

J_{Al} bedeute die Strahlenmenge, welche im Auffänger gemessen wird, wenn eine Aluminiumschicht von bekannter Dicke auf das Fenster desselben gelegt ist, J_0 diejenige, welche bei der gleichen Entladungsspannung beobachtet wird, wenn die Aluminiumschicht fehlt.

Vor allem wurde untersucht, ob sich J_{Al}/J_0 ändert, wenn die direkt von der Röhre kommenden Strahlen durch ein Silberblatt filtriert werden. Stets fand sich eine geringe Vermehrung dieser Größe. *Die Strahlen werden also beim Durchgang durch Silber etwas härter*, und zwar besonders bei niederen Entladungsspannungen, weniger bei hohen. Wurden die Strahlen direkt beim Verlassen der Röhre noch durch Aluminium filtriert, so daß der absorbierbarste Teil weggenommen wurde, so verringerte sich der Einfluß des Silbers. Bei diesen Messungen

mußte also der Strahl einmal durch Aluminium (I), Silber, Aluminium (II) oder durch Aluminium (I), Silber, das andere Mal durch Aluminium (I), Aluminium (II), oder durch Aluminium (I) allein hindurchgehen.

Als Beispiel seien folgende Zahlen angegeben:

1. Kein Aluminium (I) vorgeschaltet.

Spannung in Volt	$\frac{J_{Al}}{J_0}$ (Al (II) = 0,0780 mm dick)	
	Ohne Silber	Silber von 0,0276 mm Dicke vorgeschaltet
35000	0,415	0,488
45000	0,439	0,524
58000	0,586	0,579

2. Aluminium (I) von 0,780 mm Dicke vorgeschaltet. Al (II) = 0,836 mm.

41000	0,609	0,623
50000	0,670	0,671
55000	0,686	0,691

3. Aluminium (I) von 0,780 mm Dicke vorgeschaltet.

Spannung in Volt	$\frac{J_{Al}}{J}$ (Al (II) = 0,836 mm Dicke)	
	Ohne vor- geschaltetes Silber	Silber von 0,0552 mm Dicke vorgeschaltet
32000	0,522	0,573
40000	0,552	0,589
57000	0,701	0,707
58000—63000	0,738	0,742

Während das Durchdringungsvermögen der Strahlen für Aluminium mit wachsender Dicke der Aluminiumschichten zunimmt, wie schon durch die im ersten Teil angegebenen Messungen bewiesen ist, wird auch die Absorption in Silber verkleinert, wenn ein Silberblech vorgeschaltet wird.

Im gleichen Sinne wirkt Aluminium als Strahlenfilter bei Silber.

Als Beispiel seien folgende Zahlen angegeben: J_{Ag} bedeutet die Strahlenmenge, die durch eine Silberschicht von 0,0276 mm hindurchgegangen ist. Die vorgeschalteten Silber und Aluminiumschichten absorbierten ungefähr einen gleichen Bruchteil der Gesamtstrahlung.

Spannung in Volt	$\frac{J_{Ag}}{J_0}$		
	Ohne vorgeschaltetes Metall	Mit vorgeschaltetem Silber von 0,0276 mm Dicke	Mit vorgeschaltetem Aluminium von 0,780 mm Dicke
46 000	0,440	0,560	0,524

Doch wird durch Filtration mit Aluminium das Durchdringungsvermögen für Silber weniger gesteigert als für Aluminium, was durch die Beobachtungen von Benoist, Walter u. a. schon längst bekannt ist. Hierauf beruhen eben die bekannten Härteskalen. Zu diesem Resultat kam ich auch durch meine elektrische Meßmethode, wie folgende Zahlen zeigen.

Es wurden Silberschichten von 0,0276 mm Dicke und Aluminiumschichten von 0,836 mm Dicke miteinander verglichen, und abwechselnd die Strahlen noch durch 1,70 mm Aluminium von dem Auftreffen auf die Schichten filtriert.

Spannung in Volt	$\frac{J_{Ag}}{J_{Al}}$	
	Nichts vorgeschaltet	1,70 mm Aluminium vorgeschaltet
35 000	1,152	1,004
50 000	0,909	0,828
53 000	0,864	0,777

Im Gegensatz hierzu wird das Durchdringungsvermögen für Silber mehr als für Aluminium verstärkt, wenn Silber als Filter dient. Dies zeigen die Resultate folgender Messungen, bei welchen die gleichen Silber- und Aluminiumschichten wie

oben verglichen wurden, während abwechselnd 0,0954 mm Silber vorgeschaltet wurden.

Spannung in Volt	$\frac{J_{Ag}}{J_{Al}}$	
	Nichts vorgeschaltet	0,0276 mm Silber vorgeschaltet
37000	1,015	1,082
42000	1,03	1,105
50000	0,872	0,975
53000	0,852	0,939

Obwohl also die Strahlen durch Silber nicht weicher, sondern sogar etwas härter gemacht werden, wird doch J_{Ag}/J_{Al} vergrößert, d. h. es wird die Skalenummer der Bénéoistschen Härteskala erniedrigt. *Dieselbe täuscht uns also in diesem Fall ein Weicherwerden der Strahlen usw. vor.*

Alle diese Beziehungen können wir folgendermaßen erklären:

Die von der Röhre ausgehenden Strahlen bestehen aus einem Gemisch längerer und kürzerer Impulse. Für Aluminium wächst das Durchdringungsvermögen kontinuierlich mit Abnahme der Impulslänge, Silber dagegen hat ein Minimum des Absorptionsvermögens bei Impulsen mittlerer Breite. Es absorbiert ebenso wie das Aluminium vor allem die längsten Impulse und erhöht dadurch im ganzen die Härte des Strahlengemisches sowohl für Silber wie für Aluminium; da es aber auch die kürzesten Impulse, die für Aluminium ganz besonders durchdringend sind, größtenteils wegnimmt, so wird die Absorption im Aluminium weniger als im Silber verringert. Es entsprechen diese Verhältnisse vollständig der selektiven Lichtabsorption. Die Annahme irgendwelcher Verwandlung der Strahlen im Metall, wie Walter vorgeschlagen hat, dürfte kaum nötig sein. Auch besteht zwischen obiger Erklärung und der Auffassungsweise von Röntgen kein Widerspruch.

Ich habe das Absorptionsvermögen von Silber bei verschiedenen Spannungen gemessen, um vielleicht jenes Minimum nachzuweisen. Die weichsten Strahlen wurden durch Filtration

mit 0,780 mm Aluminium schon vorher teilweise entfernt. Bei Untersuchung von 0,0552 mm dickem Silber ergaben sich für J_{Ag}/J_0 folgende Werte.

Spannung	$\frac{J_{Ag}}{J_0}$
34000	0,300
44000	0,316
49000	0,324
55000	0,347
56000	0,353

Das Durchdringungsvermögen nimmt also kontinuierlich, doch sehr langsam mit der Spannung zu, und jenes gesuchte Minimum des Absorptionsvermögens wird durch die weichsten Strahlen, die kaum genügend beseitigt werden können, verdeckt.

Aachen, Juli 1908.

(Eingegangen 25. Juli 1908.)

**3. Über das Verhältnis
der spezifischen Wärmen $c_p/c_v = k$ in trockener,
kohlenstofffreier atmosphärischer Luft als
Funktion des Druckes bei den Temperaturen 0°
und $-79,3^\circ \text{C.}$
von Peter Paul Koch.**

(Zum Teil gekürzter Abdruck aus den Abhandlungen der Kgl. Bayer. Akademie der Wissensch. II. Kl. XXIII. Bd. II. Abt. 1907. Fortsetzung aus den Ann. d. Phys. 26. p. 551. 1908.)

Zweiter Teil.

**Die Isothermen der Luft für 0° und -79° und für Drucke
bis 200 Atm.**

Zur Bestimmung der Isothermen sind zwei Methoden üblich. Die eine¹⁾ arbeitet mit einem konstanten Volumen und ermittelt, wieviel Luft von Atmosphärendruck und Zimmertemperatur dieses Volumen bei Hochdruck und der Temperatur der gesuchten Isotherme enthielt. Die andere²⁾ arbeitet mit konstanter Gasmenge und untersucht deren Volumen bei den gewünschten Bedingungen von Druck und Temperatur.

Die vorliegende Untersuchung ist nach der ersten Methode geführt, die gegenüber der zweiten den Hauptvorteil konstanter Empfindlichkeit über den ganzen Druckbereich besitzt. Das Meßverfahren besteht darin, ein bestimmtes, genau gemessenes Volumen mit komprimierter Luft von 0° bzw. -79° zu füllen und dann die in dem Volumen enthaltene

1) Natterer, Pogg. Ann. 62. p. 132. 1844; 94. p. 436. 1855; A. Wroblewski, Wien. Ber. 97. p. 1321. 1898; A. W. Witkowski, Phil. Mag. 41. p. 288. 1896.

2) V. Regnault, Expériences I; L. Cailletet, Compt. rend. 70. p. 1131. 1870; Journ. de phys. 19. p. 386. 1880; Th. Andrews, Ann. d. chim. et de phys. 21. p. 208. 1870; E. H. Amagat, in zahlreichen Arbeiten von 1869 an, die an Ort und Stelle zitiert sind; H. Kamerlingh-Onnes, in den Communications of the laboratory of Leiden.

Luft in einen von der Atmosphäre abgeschlossenen, mit Glycerin gefüllten Glasballon übertreten zu lassen, in dem bei Beginn des Versuches Atmosphärendruck herrscht. Die übertretende Luft verdrängt aus dem Ballon Glycerin so lange, bis im ganzen System wieder Atmosphärendruck hergestellt ist. Die ausgeflossene Glycerinmenge gestattet in unten näher erörterter Weise, die Masse und damit die Dichte der Luft unter den Versuchsbedingungen im Anfangsvolumen zu berechnen.

Übersicht der Anordnung. (Fig. 1.)

Die aus dem Maschinenraum im Keller kommende Druckleitung D (Beschreibung l. c. p. 554) führt zu einer Kupferspirale K im Zimmer des Beobachters und von dort zu einem Ducretetschen Hahn V , der hier nur als T-Stück dient. Dort teilt sie sich in einen Zweig nach dem Amagatmanometer A und in einen anderen zum Meßvolumen in Form eines Druckstahlrohres, das zwischen den Ventilen V_1 und V_2 liegt. Die Leitungen bis V_2 sind Hochdruckleitungen, die von V_2 ab weiterführenden haben

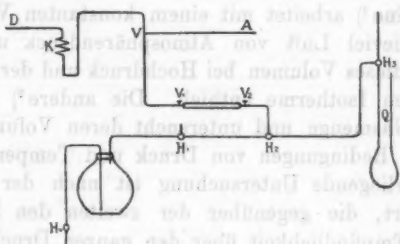


Fig. 1.

höchstens Überdrucke bis eine Atmosphäre auszuhalten und bestehen größtenteils aus Glas. Die Leitung verzweigt sich beim Dreiweghahn H_2 . Nach der einen Seite geht sie über den Dreiweghahn H_1 , der eine Verbindung mit der Atmosphäre gestattet, zu einem großen Glycerinballon, aus dem ein Heber mit Hahn H_4 herausführt, nach der anderen gelangt man zu einem weiteren Dreiweghahn H_3 , der einerseits mit der Atmosphäre, andererseits mit dem Quecksilbermanometer Q in Verbindung steht.

Einzelheiten der Anordnung.

Das Amagatmanometer.

Das zur Druckmessung benutzte Amagatmanometer¹⁾, von Gindre frères-Lyon geliefert, ist von Wagner²⁾ eingehend beschrieben mit Gebrauchsanweisung und ausführlichem Hinweis auf Vorsichtsmaßregeln. Es wurde das kleinere Übertragungsverhältnis von rund 60 benutzt. Die zur Messung von 200 Atm. verlangte Quecksilberhöhe betrug nicht ganz $2\frac{1}{2}$ m. Steigrohren und Bandmaß waren sorgfältig vertikalisiert und montiert wie bei Wagner. Die Ablesung erfolgte von einer Leiter aus.

Die Druckleitung aus dem Keller, die Zuleitung zum Amagatmanometer und die Leitung zum Stahlrohr waren an den Ducretetschen Hahn verschraubt mit Hilfe von Flanschen und Überwurfmuttern und mit Blei abgedichtet.

Das Stahlrohrvolumen. (Fig. 2.)

Das Meßvolumen bestand in seiner endgültigen Form aus einem Stück nahtlos kaltgezogenen Stahlrohr³⁾ (Länge etwa 205 mm, äußerer Durchmesser 26 mm, Wandstärke 3 mm), an dessen Enden zwei Hochdruckventile Kammerlingh-Onnesscher Konstruktion⁴⁾ aus Stahl angeschraubt waren.

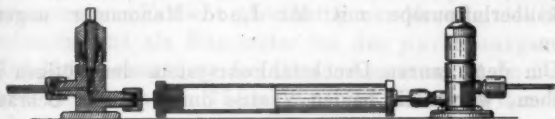


Fig. 2.

Dazu waren an den Enden des Stahlrohres auf der Innenfläche Gewinde eingeschnitten und in diese Gewinde Stahlplatten heiß auf das sorgfältigste mit Zinnlot eingeschraubt.

1) E. H. Amagat, Ann. de chim. et de phys. 29. p. 70—77. 1893.

2) E. Wagner, Ann. d. Phys. 15. p. 906. 1904.

3) Geliefert von den deutsch-österreichischen Mannesmannröhrenwerken Düsseldorf in hervorragender Vollkommenheit.

4) Geliefert unter freundlicher Vermittlung des Hrn. Prof. Kammerlingh-Onnes von Kipp und Zonen in Delft. Beschreibung in Commun. from the Labor. of Leiden, Nr. 46 u. 54.

In die Platten waren Stahlröhrchen gleichfalls mit Lot eingeschraubt, die an ihren Enden Flanschen mit Überwurfmuttern trugen, zum Verschrauben an die Hochdruckventile. Abdichtung erfolgte mit Blei. Um das Volumen des Systems durch das bei einer Meßreihe etwa nötig werdende Anziehen der Verschraubungen nicht zu ändern, wurden sie vorher ein für allemal mit aller Sorgfalt festgezogen.

Die Ventile waren so angesetzt, daß das Volumen im Stahlrohr abgegrenzt wurde durch die auf den Ventilsitz niedergeschraubten Stahlventilkegel. Der Raum der Ventile, der an die Packungen grenzte, gehörte also nicht zum Meßvolumen; es wird dadurch die Möglichkeit einer Absorption von Luft in den Packungen vermieden, die bei den hohen Drucken unter Umständen stark stören könnte. Die Packungen bestanden anfangs aus Leder, zum Schluß bei den -79° -Versuchen aus Feuerschwamm.

Das Stahlrohr war innen vergoldet, um Oxydation zu verhüten.

Die Verbindung der Ventile mit der Druckleitung bzw. mit der Weiterleitung zu H_2 erfolgte ebenfalls durch Überwurfmuttern und Flanschen, Dichtung durch Blei.

Zu unten ausgeführten Zwecken konnte die Druckzuleitung an V_1 entfernt und an ihre Stelle eine Verbindung zu einer Quecksilberluftpumpe mit McLeod-Manometer angesetzt werden.

Um dem ganzen Druckstahlrohrsystem den nötigen Halt zu geben, waren die beiden Ventile durch je vier Schrauben auf eine massive Stahlplatte aufmontiert.

Temperaturbäder.

Zur Festlegung der Isothermen (im folgenden kurz als *p-v*-Messungen bezeichnet), wurde das Stahlrohr samt Ventilen in ein Gemisch von Eis und destilliertem Wasser bzw. von fester Kohlensäure und absolutem Alkohol gesetzt.

Für den ersten Fall diente ein Zinkkasten $93 \times 16 \times 16$ cm, für den zweiten drei ineinandergesteckte Weißblechkästen, durch Flanell thermisch voneinander isoliert, von denen der innerste im Lichten $56 \times 16 \times 6\frac{1}{2}$ cm hielt. Um keine Wärmeleitung vom Boden her zu haben, wurde die Stahlplatte mit

Stahlrohr und Ventilen auf zwei schmale Holzblöcke von etwa 5 cm Höhe gesetzt, so daß beim Umrühren des Bades auch eine Zirkulation unter der Stahlplatte stattfinden mußte.

Vor direkter Berührung mit der Umgebung waren die oberen Teile der Ventile durch übergezogene Schlauchstücke geschützt, besonders um den Alkohol des -79° -Bades von den Packungen fernzuhalten.

Die Ventile funktionierten auch bei -79° , nachdem die Lederpackungen durch Feuerschwamm ersetzt waren, hervorragend zuverlässig.

Die Möglichkeit, die Ventile ganz im Temperaturbad zu halten, macht jede, stets etwas mißliche Annahme bzw. Messung des Temperaturgefälles von im Bad befindlichen Teilen gegen solche außerhalb überflüssig und vereinfacht die Berechnung der Versuche in hohem Maße.

Die vom Ventil V_2 durch das Temperaturbad wegführende Leitung war eine Kupferkapillare. Außerhalb war sie durch Siegelack mit dem Glasrohr verkittet, das zum Hahn H_2 führte.

Der Glycerinballon faßte ca. 25 Liter. Er stand in einem großen Wasserbad von Zimmertemperatur.

Quecksilbermanometer.

Das empfindliche Organ der Anordnung ist das Quecksilbermanometer. Es dient gleichzeitig zur Messung des Stahlrohrvolumens und als Manometer bei den p - v -Messungen.

Die Manometerrohre aus Glas haben etwa 1,1 cm Durchmesser i. L. und sind ca. 75 cm lang. Die Röhre mit dem Dreiweghahn trägt eine Millimeterteilung. Sie ist sorgfältig vertikalisiert und fest aufmontiert auf ein Holzbrett von etwa $2\frac{1}{2}$ m Länge, das auf dem Fußboden aufsteht. Die rechte Röhre sitzt auf einem Holzbrettchen von ca. 30 cm Länge, das in einer Nut des großen Holzbrettes auf- und abgezogen werden kann. Die Verschiebung erfolgt vom Platz des Beobachters aus durch eine Schnur, die über je eine an der Decke und am Beobachtungstisch angebrachte Rolle läuft. Am unteren Ende sind beide Röhren verbunden durch einen überspannten, sehr massiven Gummidruckschlauch.

Die Röhren sind möglichst eng aneinandergerückt aus Ablesungszwecken. Die Ablesung der Niveaus erfolgt durch

ein Kathetometer. Durch ein Klopferwerk, das vom Kathetometer aus betätigt werden kann, werden die Quecksilberniveaus beim Ablesen zwecks sicheren Einspiels erschüttert.

Bestimmung des Stahlrohrvolumens zwischen den Ventilen.

Da eine Auswägung des Stahlrohrvolumens mit Quecksilber in einwandsfreier Weise kaum durchführbar gewesen wäre, wurde eine volumenometrische Methode benutzt. Das Verfahren bestand darin, das Stahlrohr zu evakuieren, und dann aus dem von der Atmosphäre abgeschlossenen festen Schenkel des Quecksilbermanometers, in dem anfangs Atmosphärendruck herrschte, in das evakuierte Stahlrohr Luft einzusaugen. Hierauf wurde der bewegliche Schenkel so weit hochgezogen, bis im festen wieder Atmosphärendruck herrschte. Das vom Quecksilber im festen Manometerrohr zwischen Anfangs- und Endstellung eingenommene Volumen ist mit den nötigen Korrekturen gleich dem Volumen des Stahlrohres.

Ein Vorteil der Methode ist der, daß nur das Volumen des festen Manometerrohres mit Quecksilber ausgewogen zu werden braucht. Das Volumen der Verbindungsrohre zwischen Stahlrohr und Manometer braucht gar nicht, oder für einige geringfügige Korrekturen nur ganz oberflächlich bekannt zu sein. Man kann deswegen jederzeit das Stahlrohr zum Auswechseln der Temperaturbäder oder Nachsehen der Ventile wegnehmen, ohne irgendwelche Neuauswägungen vornehmen zu müssen.

Evakuierung des Stahlrohres.

An das Ventil V_1 wurde anstatt der Druckleitung ein Verbindungsrohr mit der Quecksilberluftpumpe angeschraubt. Ventil V_1 wurde geöffnet, V_2 geschlossen und das Stahlrohr evakuiert. Man kam dabei leicht auf einige tausendstel Millimeter Quecksilberdruck, der sich auch bei abgestellter Pumpe nur wenig änderte. Inzwischen wurde der Hahn H_2 so gestellt, daß nur die Verbindung $V_2 H_2 H_3$ bestand. Durch H_2 blieb zunächst das Röhrensystem von V_2 ab nebst dem Manometer mit der Atmosphäre in Verbindung.

Orientierung des Kathetometers.

Um nach erfolgtem Nachsaugen von Luft ins Stahlrohr erkennen zu können, wann der Druck im System gleich dem Atmosphärendruck war, wurde das Kathetometer gleich für die im voraus bekannte Endstellung des Fernrohres orientiert, da es sich gezeigt hatte, daß die Säule des Kathetometers etwas gekrümmt war.

Dazu wurde der rechte bewegliche Schenkel des Manometers hochgezogen, so daß der Rand des Quecksilbers in ihm am unteren, im linken festen Schenkel, also am oberen Ende der Glasröhre einstand. Unter Erschüttern der Quecksilbersäulen durch das Klopferwerk wurde der Faden des Kathetometerfernrohres so eingestellt, daß er mit den Rändern der beiden Quecksilberniveaus sich deckte, also horizontal stand. Die Kuppenhöhen waren nur in seltenen Fällen voneinander verschieden. Es mußte dann die Fadeneinstellung auf die Kuppen erfolgen. Der Unterschied in den Kuppenhöhen war nie so groß, daß eine Korrektur wegen Kapillardepression nötig war.

An dem so orientierten Faden des Fernrohres, das bei den Messungen höchstens um etwa 1 cm verschoben zu werden brauchte, wurden die Überdrucke bzw. Unterdrucke im Manometer an der Millimeterteilung der linken Manometerröhre abgeschätzt. Am Schluß jeder Volumbestimmung wurde der Fernrohrfaden unter denselben Bedingungen wie am Anfang kontrolliert.

Nach diesen Vorbereitungen wurde der bewegliche Manometerschenkel wieder tief gestellt, so daß das Quecksilber in der rechten Röhre oben, in der linken unten einstand.

Eigentliche Messung.

Nun wurde die Einstellung des Quecksilberrandes und die Kuppenhöhe im linken festen Schenkel mit einem kleinen Hilfsfernrohr an der aufgeätzten Millimeterteilung parallaxenfrei abgelesen und der Druck im Stahlrohr am McLeod-Manometer der Pumpe festgestellt. Durch Drehen des Schliffes H_3 wurde das Manometer von der Atmosphäre abgeschlossen, so daß es nur noch mit dem System V, H_2 in Verbindung stand

und hierauf das Ventil V_1 durch Niederschrauben geschlossen, das Ventil V_2 geöffnet. Schließlich wurde der bewegliche Manometerschenkel so weit hochgezogen, bis das Quecksilber in beiden Röhren wieder gleich hoch stand, im ganzen System von V_1 ab also wieder Atmosphärendruck herrschte. Die genaue Einstellung wurde durch Interpolieren gefunden. Wie erwähnt, ist das Volumen im festen Manometerrohr zwischen Anfangs- und Endstellung des Quecksilbers gleich dem Stahlrohrvolumen zwischen den Ventilen V_1 und V_2 .

Das Verfahren setzt voraus, daß das ganze System sich im thermischen Gleichgewicht befindet, insbesondere, daß Stahlrohr und festes Manometerrohr die gleiche Temperatur haben. Diese Bedingung war nicht immer erfüllt wegen des Temperaturgefälles von der Decke zum Boden, das bei kaltem Wetter, wenn im Zimmer geheizt wurde, Beträge bis zu einigen Grad pro Meter erreichte. Um das äußerst umständliche Einsetzen der ganzen Anordnung in ein Wasserbad zu umgehen, wurde das ganze Zimmer als Luftbad benutzt: die umgebenden Räume wurden auf annähernd gleicher Temperatur gehalten und die Luft im Zimmer durch einen kleinen Ventilator, der in etwa 4 m Entfernung von der Anordnung so orientiert war, daß er einen Luftstrom vom Fußboden schräg nach oben blies, energisch umgerührt. Wenige Minuten nachdem der Ventilator in Gang gesetzt war, zeigten sämtliche in freier Luft befindliche Thermometer innerhalb ihrer Ablesemöglichkeit von $0,1^\circ$ die gleiche Temperatur an. Frühestens $1\frac{1}{2}$ Stunden nach dem Ingangsetzen des Ventilators wurden die Volummessungen begonnen.

Eichungen und Korrekturen für die Volumbestimmung.

Die Auswägung des festen Manometerrohres.

Die Millimeterteilung auf dem festen Manometerrohr war im Institut hergestellt. Die Striche dienten in den meisten Fällen nur als Marken, lediglich beim Interpolieren kamen ganz kurze Strecken als Millimeterteilung zur Verwendung.

Die Teilung wurde verglichen mit einem Messingmaßstab, der an dem Normalmeter des Instituts verifiziert war. Für die vorgesehene Meßgenauigkeit von 0,1 mm war an der Röhrenteilung eine Korrektur nicht anzubringen.

Das zur Auswägung bestimmte Quecksilber wurde in dünnem Strahl durch verdünnte Salpetersäure geträufelt, dann im Vakuum destilliert und vor der Benutzung noch einmal auf rund 120° erhitzt und filtriert.

Der Gewichtssatz wurde mit einem Präzisionsgewichtssatz verglichen, der seinerzeit auf ein von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt beglaubigtes 100-Grammstück bezogen worden war.

Die Auswägung des Manometerrohres erfolgte dreimal im Laufe der p - v -Messungen, das erste Mal in Intervallen von 5 zu 5 cm, das zweite und dritte Mal mit ganz engem Einschluß der für die Volummessungen in Betracht kommenden Teilstriche am unteren und oberen Ende der Röhre.

Die Ablesung erfolgte am Rand der Quecksilbersäule. War bei einer Auswägungsreihe die Kuppenhöhe nicht konstant (es handelte sich bei einer Kuppenhöhe von ca. 1,3 mm höchstens um $\pm 0,1$ mm), so wurden alle Randeinstellungen auf gleiche Kuppenhöhe umgerechnet, indem man die Kuppe, wie es auch der Augenschein lehrte, als Teil einer Kugelkalotte ansah.

Ein Druckeinfluß auf das Volumen des Manometerrohres, hervorgerufen durch das Gewicht des zum Auswägen benutzten Quecksilbers, war nicht wahrnehmbar.

Eine Prismenwirkung der Röhrenwand, die auch bei senkrechtem Anvisieren eine scheinbare Verschiebung des Quecksilberrandes gegen die auf der Außenseite der Röhre angebrachte Teilung hervorrufen könnte, war nicht zu erkennen.

Auf diese Art erhielt man das Volumen des Manometerrohres zwischen den eingestellten Teilstrichen bei der Auswägungstemperatur. Herrscht bei der Volumbestimmung des Stahlrohres eine andere Temperatur, so ist das Volumen des Manometerrohres mit Hilfe des Ausdehnungskoeffizienten des Glases auf die letztere umzurechnen.

Korrekturen für die eigentliche Volumbestimmung.

Hatte vor und nach dem Einsaugen von Luft ins Stahlrohr das Quecksilber bei seiner Einstellung unten bzw. oben im festen Manometerrohr verschiedene Kuppenhöhen, so war

die Einstellung des Randes wie oben auf gleiche Kuppenhöhe umzurechnen.

Das Interpolationsverfahren auf Gleichheit des Innendruckes im Gesamtvolumen mit dem Außendruck wurde nach dem Nachsaugen von Luft ins Stahlrohr etwa $1\frac{1}{2}$ Stunden lang alle 20 Min. wiederholt, um die bei der anfänglichen Druckerniedrigung im System etwa entstandenen Temperaturdifferenzen sich ausgleichen zu lassen und Temperatur- und Barometergang in Rechnung ziehen zu können. Das Interpolieren erfolgte mit Hilfe des beweglichen Manometerschenkels, den man einmal hochzog, bis ein kleiner Überdruck im festen Manometerrohr vorhanden war und dann herabließ, bis ein kleiner Unterdruck herrschte. Die so interpolierte Einzeleinstellung des Quecksilbers im festen Rohr, bei der der Innendruck gleich dem Außendruck war, stimmte bei Wiederholung mit Sicherheit auf 0,1 mm. Weil nur Über- bzw. Unterdrucke von wenigen Millimetern ins Spiel kamen, war die Temperatur des Quecksilbers im Manometer gleichgültig. Ein dynamischer Einfluß auf das Einspielen der Quecksilberniveaus, herrührend von dem Luftzug des Ventilators, war nicht zu bemerken.

Der Temperaturgang im Beobachtungszimmer wurde verfolgt mit Hilfe von vier Thermometern, die etwa alle 30 Min. abgelesen wurden. Sie gestatteten $0,1^\circ$ mit Sicherheit abzulesen und waren unter den üblichen Vorsichtsmaßregeln mit einem von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt beglaubigten Thermometer verglichen, dessen Nullpunkt kontrolliert wurde. Ein Thermometer lag am Stahlrohr so, daß seine Kugel das Rohr direkt berührte, das zweite hing am Hahn H_2 in freier Luft und das dritte und vierte oben und unten neben dem festen Manometerrohr. Der Temperaturgang betrug in den ungünstigsten Fällen bis $0,3^\circ$ pro Stunde. Es wurde durch besondere Versuche festgestellt, daß selbst bei viel stärkerem Temperaturgang die Temperatur der Luft im Röhrensystem nicht merklich hinter der Außentemperatur nachhinkte. Durch Rechnung und Experiment wurde ermittelt, daß eine Temperaturänderung der Luft im Röhrensystem um $0,1^\circ$ bei Gleichheit des Innen- und Außendruckes eine Verschiebung des Quecksilberniveaus im festen Schenkel um $0,3_1$ mm verursachte. Mit diesem Wert wurden die beim Interpolieren gefundenen

Einstellungen im festen Schenkel auf die Temperatur bei Beginn des Versuches reduziert.

In derselben Weise wurde der Barometergang in Rechnung gezogen und die Einstellung im festen Schenkel auf den Barometerstand beim Abschließen von der Atmosphäre umgerechnet. 1 mm Außendruckänderung bewirkt bei 710 mm Barometerstand eine Verschiebung des Quecksilbers im festen Schenkel um 1,20 mm bei gleichem Innen- und Außendruck.

Zu berücksichtigen war die Volumänderung des Systems, hervorgerufen durch das Öffnen des Ventils V_2 beim Verbinden des Vakuums im Stahlrohr mit der Luft im Manometer. Ein Öffnen des Ventils V_2 um eine halbe Umdrehung bewirkte eine Volumvergrößerung, die einer Verschiebung des Quecksilbers im festen Manometerrohr um 0,2₃ mm bei gleichem Innen- und Außendruck entsprach.

Eine Korrektur dafür, daß die Luft, die bei Beginn des Versuches im festen Manometerrohr sich befunden hatte, zum Schluß in dem etwa 30 cm höher gelegenen Stahlrohr also unter niedrigerem Druck sich befand, wurde wegen der Geringfügigkeit: 0,03 mm nicht angebracht.

Zu achten ist auf gute Trocknung der Luft, die aus dem Manometer ins Stahlrohr nachgesogen werden soll. Andernfalls kann man, besonders bei raschem Öffnen des Ventils V_2 , Volumwerte erhalten, die stark gefälscht sind dadurch, daß wegen der Abkühlung sich Wasserdampf auf die Röhrenwand niederschlägt, der dann beim Steigen des Quecksilbers an der Wand eingeschlossen wird. Trotz der sorgfältigen Trocknung der im festen Manometerrohr eingeschlossenen Luft wurde deshalb stets das Ventil V_2 nur langsam geöffnet und gleichzeitig der bewegliche Manometerschenkel hochgezogen, so daß im festen stets ungefähr Atmosphärendruck herrschte.

Dies empfiehlt sich aus dem fernerem Grunde, weil im oberen Teil des Ventils V_2 zwischen dem Ende der Schraube und der Packung ein kleiner Hohlraum sich befindet, der bei Druckänderungen im Röhrensystem seinen Druck nur langsam dem Schraubengewinde entlang ausgleichen kann. Es wurde deswegen, wenn etwa die ganze Anordnung zur Prüfung auf Dichthaltung evakuiert worden war, mit dem Beginn der Volumbestimmungen einige Stunden gewartet, da an den Ventilen

selbst, auf deren sicheres Funktionieren alles ankam, nicht geändert werden sollte.

Eine Eichung des McLeod-Manometers, an dem der Anfangsdruck im Stahlrohr vor dem Einsaugen der Luft abgelesen wurde, war wegen der Kleinheit dieses Druckes, der für die Zwecke der Volumberechnung gleich Null gesetzt werden konnte, nicht nötig.

Zahlendaten zur Volumbestimmung.

Der Gang der Festlegung der Isothermen war so, daß zwischen je einer Reihe von $p v$ -Messungen eine Reihe von Volumbestimmungen ausgeführt wurde. Für die definitiven Werte wurden nur die $p v$ -Messungen von Nr. 16 an benutzt, weil erst von da an alle in Betracht kommenden Bedingungen besonders für die Volumbestimmung in einwandfreier Weise festgestellt waren. Nach dem Versuch 27 brach das Verbindungsrohr zwischen dem Stahlrohr und dem einen Ventil, so daß die Verbindung erneuert werden mußte. Infolgedessen sind die Volumbestimmungen vor und nach dem $p v$ -Versuch 27 nicht miteinander vergleichbar. Die $p v$ -Messungen vor und nach dem Bruch wurden aneinander angeschlossen durch Wiederholung einer Anzahl von Messungen (bei 100 Atm.) mit dem neuen Stahlrohrvolumen.

Tab. 7 gibt die Einzelresultate der Volumbestimmungen.

In Kolonne 1 steht die Nummer der $p v$ -Messungen, zwischen denen die Volumbestimmungen ausgeführt wurden, in 2 die Anfangsstellung des Quecksilbers im festen Manometerrohr vor dem Einsaugen der Luft ins Stahlrohr in Zentimetern der Röhrenteilung, in 3 die Endstellung, bei der Innen- und Außendruck wieder gleich war, beide Einstellungen mit sämtlichen Korrekturen, in 4 die Differenz in Zentimetern der Röhrenteilung und in 5 die Temperatur, bei der die Volumbestimmung ausgeführt wurde in 0°C .

Wie man sieht, stimmen die Einzelmessungen innerhalb der Meßmöglichkeit überein. Das Stahlrohrvolumen blieb also während der ganzen Meßreihe für unsere Zwecke merklich konstant. Es war somit erlaubt, zur Vereinfachung der Rechnung Mittelwerte zu nehmen und diese weiter zu verwerten.

Tabelle 7.

1	2	3	4	5
	cm	cm	cm	0° C.
15—16	5,095	69,527	64,432	17,6
	4,680	69,127	64,447	17,5
	5,200	69,641	64,441	17,7
	4,140	68,573	64,433	17,8
	4,010	68,452	64,442	18,0
	4,015	68,437	64,422	18,1
27—28	3,600	68,057	64,457	18,2
	3,600	68,061	64,461	18,4
	3,590	68,030	64,440	18,3
	3,790	68,237	64,447	18,9
	4,385	68,847	64,462	19,0
	4,715	69,155	64,440	19,1
37—38 _I	4,305	68,739	64,434	19,1
	4,045	68,487	64,442	19,5
	4,110	68,570	64,460	19,9
	4,170	68,605	64,435	19,9
37—38 _{II}	3,420	67,846	64,426	12,1
	3,440	67,870	64,430	12,6
53—59	3,420	67,866	64,446	13,8
	3,380	67,838	64,458	13,9
Nach 67	3,575	68,005	64,430	13,1
	3,175	67,631	64,456	14,8

Tab. 8 zeigt die Art der Weiterrechnung. Kolonne 1 enthält die Gruppe, für die das Mittel genommen ist, Kolonne 2 das Mittel der Anfangsstellungen, 3 das der Endstellungen, 4 das der Differenzen, 5 das der Temperaturen. Zur Weiterrechnung sind von hier ab auch noch die Gruppen zusammengezogen in der Art, wie die Klammern zeigen. Die Kolonnen 6a und 6b geben das Volumen in Kubikzentimetern zwischen den so ermittelten Teilstrichen, und zwar aus den beiden Auswägungen, die mit engem Einschluß dieser Striche gewonnen sind (s. p. 318). In 7 steht das Mittel aus 6a und 6b, also das Volumen zwischen den Teilstrichen des festen Manometerrohres bei der Auswägungstemperatur von 18°. In 8 folgt das Volumen

desselben Stückes bei der Temperatur der Volumbestimmung (also auch das Volumen des Stahlrohres bei dieser Temperatur), berechnet mit dem Ausdehnungskoeffizienten des Glases: $\alpha = 6 \cdot 10^{-6}$. In 9 endlich steht das Volumen des Stahlrohres bei 0° , berechnet mit Hilfe des durch eine einfache Fühlhebelmethode gemessenen Ausdehnungskoeffizienten des Stahles zwischen 0 und 100° : $\alpha = 11,0 \cdot 10^{-6}$.

Tabelle 8.

1	2	3	4	5	6a	6b	7	8	9
	cm	cm	cm	0°C.	ccm	ccm	ccm	ccm	ccm
15—16	4,523	68,960	64,436	17,8	61,303	61,304	61,304	61,304	61,268
27—28	3,947	68,398	64,451	18,7	61,316	61,309	61,312	61,314	61,275
37—38 _I	4,158	68,600	64,442	19,6					
37—38 _{II}	3,430	67,858	64,428	12,4	61,311	61,296	61,304	61,298	61,272
58—59	3,400	67,852	64,452	13,9					
Nach 67	3,375	67,818	64,443	13,5					

So erhielt man schließlich:

Volumen des Stahlrohres zwischen den Ventilen für 0° und eine Atmosphäre Innendruck:

für die *p v*-Versuche 16—27: 61,268 ccm,
 " " " 28—67: 61,274 ccm.

Diese Werte dürften auf wenige Zehntel Promille verbürgt sein. Bei den *p v*-Versuchen 38—67 war das Stahlrohr auf rund -79° abgekühlt. Der mit einer einfachen Fühlhebelmethode zwischen 0° und -79° gemessene Ausdehnungskoeffizient des benutzten Stahles ergab sich zu $9,7 \cdot 10^{-6}$. Daraus berechnet sich das Volumen des Stahlrohres bei -79° und einer Atmosphäre Innendruck zu 61,132 ccm.

Der Druckeinfluß auf das Stahlrohr wurde rechnerisch ermittelt. Als durch den Druck deformiertes Volumen wurde nur das Stahlrohr selbst in Betracht gezogen. Der Einfluß auf die Hohlräume in den Stahlverbindungsrohren zwischen eigentlichem Stahlrohr und Ventil und in den Ventilen selbst wurde vernachlässigt, weil sie an sich nur etwa 2 Proz. des Gesamtvolumens ausmachten und diese Teile sehr dicke Wandungen hatten.

Das Stahlrohr wurde als Zylinder mit zwei ebenen Endflächen betrachtet und die Beziehung angewandt:

$$dv = \pi a^2 l \left[\frac{p_0 a^2 - p_1 b^2}{b^2 - a^2} \cdot \frac{1}{k} + \frac{b^2}{b^2 - a^2} \frac{p_0 - p_1}{n} \right].$$

Dabei ist:

dv die Änderung des Innenvolumens in ccm durch den Druck,

$\pi = 3,14$,

a = innerer Radius des Zylinders: 1,00 cm,

b = äußerer " " " : 1,30 cm,

p_0 = Innendruck = 200 Atmosphären = $2,03 \cdot 10^8$ C.G.S.,

p_1 = Außendruck = 71 cm Hg = $9,47 \cdot 10^5$ C.G.S.,

l = lichte Länge des Zylinders zwischen den Endplatten = 19,0 cm,

k = reziproker Wert der Kompressibilität des Stahles = $17 \cdot 10^{11}$ C.G.S.,

n = Scherungsmodul des Stahles = $8,8 \cdot 10^{11}$ C.G.S.

Die beiden letzten Konstanten sind Mittelwerte. Wegen der Kleinheit des Druckeinflusses war eine besondere Messung überflüssig. Daraus ergibt sich:

$$dv = 0,044 \text{ ccm.}$$

Da das Volumen des Stahlrohres selbst rund 60 ccm betrug, so ist diese Korrektur für 200 Atm. etwa 0,7 Promille des Gesamtvolumens.

Für andere Drucke wurde der Druckeinfluß graphisch interpoliert, indem man ihn als lineare Funktion des Druckes behandelte.

Die Korrektur für -79° wurde mit denselben elastischen Konstanten berechnet, da diese sich mit der Temperatur in für unsere Zwecke nicht in Betracht kommender Weise ändern.¹⁾

Gang der p v -Messungen bei 0° .

Zu den p v -Messungen wurde vor jedem Versuch die ganze Röhrenanlage sorgfältig von Wasserdampf befreit. Dazu wurde die Druckzuleitung hinter dem Dücretetschen Hahn F abgeschraubt und unter Erhitzung der Kupferspirale K , in der von dem vorhergehenden Versuch noch Feuchtigkeit sitzen konnte, vom Kompressor her etwa 15 Min. lang trockene Luft durchgeblasen. Inzwischen war mit Hilfe einer Wasserluft-

1) Cl. Schaefer, Ann. d. Phys. 5. p. 220. 1901 und nach im hiesigen Institut ausgeführten Messungen.

pumpe durch das System $V_1 V_2 H_2 H_1$ mindestens zwei Stunden lang sorgfältig getrocknete Luft durchgesogen worden. Hierauf wurde das Drucksystem wieder zusammengeschraubt und die Kupferspirale mit einem Gemisch von Alkohol und fester Kohlensäure zur letzten Absorption von Wasserdampf während des Druckpumpens umgeben. Gleichzeitig wurde das Kühlgefäß des Stahlrohres mit Eis und destilliertem Wasser gefüllt. Dann wurde das Ventil V_2 geschlossen, V_1 geöffnet und der gewünschte Druck hergestellt.

Um die Luft im Stahlrohr die Temperatur des Bades annehmen zu lassen, wurde etwa 45' gewartet. Inzwischen wurde, während die Röhren von V_2 ab durch H_1 bzw. H_2 mit der Atmosphäre in Verbindung standen, das Kathetometer orientiert, und der Faden des Fernrohres unter den bei der Volumbestimmung beschriebenen Vorsichtsmaßregeln an die Ränder des Quecksilbers im Manometer Q horizontal eingestellt.

Jetzt wurden Amagatmanometer und Barometer abgelesen, das Ventil V_1 geschlossen und die Hähne H_1 und H_2 von der Atmosphäre abgeschlossen. Sofort darauf wurde das Ventil V_2 und gleichzeitig der Hahn H_4 am Glycerinballon geöffnet. Die aus dem Stahlrohr kommende Luft drückte dann das Glycerin aus dem Ballon in ein untergestelltes Glasgefäß.

Der Austritt der Luft aus dem Stahlrohr ließ sich durch das Ventil V_2 sehr gut regulieren. Es wurde stets nur so weit geöffnet, daß der am Quecksilbermanometer Q abzulesende Überdruck höchstens eine halbe Atmosphäre betrug.

Es wurde so lange Glycerin ausfließen lassen, bis im System von V_1 ab wieder Atmosphärendruck herrschte. Die dazu genau erforderliche Glycerinmenge wurde interpoliert, indem man zuerst so viel auslaufen ließ, bis im System noch einige Millimeter Überdruck herrschten, dann etwa eine Stunde auf Temperaturkonstanz der Luft im Ballon wartete und schließlich noch etwas Glycerin ausfließen ließ, so daß einige Millimeter Unterdruck herrschten.

Das Volumen des so gewonnenen Glycerins gibt das Volumen der in den Ballon eingetretenen Luft bei Atmosphärendruck und der im Ballon herrschenden Temperatur. Diese Luft hatte sich vorher bei 0° und Hochdruck im Stahl-

rohr befunden. Damit sind alle Daten gegeben zur Festlegung eines Punktes der 0° -Isotherme.

Zum Schluß wurde das Glyzerin wieder in den Ballon eingesogen und es konnten die Vorbereitungen für den nächsten Versuch beginnen.

Gang der p -Messungen bei -79° .

Bei den Messungen der -79° -Reihe mußte man wegen der Kostspieligkeit des Kältebades, unbeschadet der Genauigkeit der Versuche, rascher arbeiten. Die Anordnung wurde nur vor dem ersten Versuch jedes Versuchstages in der beschriebenen Art getrocknet. Das Kältegemisch um die Kupferspirale K wurde ständig unterhalten. In dem Bad des Stahlrohres lag ein Bolometer. Falls das Einbringen neuer fester Kohlensäure nötig war, erfolgte es stets vor oder während des Druckpumpens. Auf diese Art konnte man es leicht erreichen, daß während der 40 Min., die man nach dem Druckpumpen auf Temperaturkonstanz für die Luft im Stahlrohr wartete, die Temperatur im Kältebad mit Sicherheit um nicht mehr als $0,1^\circ$ schwankte.

Im übrigen wurde verfahren wie bei der 0° -Reihe.

Eichungen und Korrekturen.

Die Druckmessung mit dem Amagatmanometer.

Zur Berechnung des Druckes im Stahlrohr aus der Steighöhe des Quecksilbers im Amagatmanometer und den Konstanten des Manometers wurde die Reduktionsformel benutzt:

$$p = n \cdot H_{15} \frac{s_{15} + (s_{15} - \sigma) \frac{q}{q_1}}{76 \cdot s_0} \quad 1)$$

Es ist:

p der im Drucksystem herrschende Überdruck über die Atmosphäre, gerechnet in Atmosphären zu 76 cm Quecksilber von 0° .

n ist das Verhältnis der Kolbenquerschnitte, von Wagner (vgl. l. c.) ermittelt zu: $61,45 \pm 0,03$.

1) E. Wagner, Ann. d. Phys. 15. p. 925. 1904. Ebendort auf p. 916, Figur.

H_{15} ist die beobachtete und auf 15° umgerechnete Steighöhe des Quecksilbers, vom Nullpunkt des Manometers an gerechnet, in Zentimetern. Das zur Ablesung benutzte Bandmaß wurde mit einem am Normalmeter geeichten Messingmaßstab unter Berücksichtigung der Temperatur verglichen. Die Korrekturen gingen bis 0,4 mm. Die Temperatur der Quecksilbersäule wurde durch ein etwa auf halber Höhe der Säule angebrachtes Thermometer festgestellt. Ein vertikales Temperaturgefälle von hier in Betracht kommender Größe war nicht vorhanden, da sämtliche p - v -Messungen in die Sommermonate fielen, während deren das Zimmer nicht geheizt wurde. Der Nullpunkt des Manometers wurde oft kontrolliert und innerhalb der Ablesemöglichkeit konstant gefunden. Er lag bei 0,61 cm des Bandmaßes.

s_{15} ist die Dichte des Quecksilbers bei $15^{\circ} = 13,559$.

s_0 ist die Dichte des Quecksilbers bei $0^{\circ} = 13,596$.

σ ist die Dichte des Rizinusöles $= 0,96$.

q , der mittlere Querschnitt der Steigröhren, ergab sich durch Auswägen mit Quecksilber zu 0,252 qcm.

Daß die Steigröhren nicht konisch waren, wurde durch stückweises Auswägen festgestellt.

q_1 , der Querschnitt des Manometerbassins, betrug 77,45 qcm (Wagner).

Die zu benutzende Reduktionsformel berechnet sich daraus zu:

$$p = H_{15} \cdot 0,8088.$$

Dieses p ist, wie bemerkt, der Überdruck im Drucksystem über den Außendruck. Um den gesamten Innendruck zu erhalten, ist dazu der Barometerstand auf 0° reduziert und auf Atmosphären umgerechnet zu addieren.

Eine Schwerekorrektur und die von Regnault¹⁾ angegebene Korrektur wegen der Abnahme des Luftdruckes auf das freie Ende der Quecksilbersäule bei steigendem Quecksilber wurde nicht angebracht, weil sie sich entgegenwirken und nur die absoluten Werte beeinflussen.

Die Kompressibilität des Quecksilbers wurde gleichfalls vernachlässigt.

1) V. Regnault, Expériences I. 1847; Sixième Mém. p. 360.

Beim Ablesen der Quecksilbersäule wurden die üblichen Vorsichtsmaßregeln beobachtet, bestehend in Kolbenrotieren und Klopfen des Meniskus. Parallaxenfreie Ablesung erfolgte mit Hilfe eines kleinen Spiegels an der Kuppe. Die Kuppenhöhen waren merklich konstant. Kapillardepression war deshalb nicht zu berücksichtigen.

Die bei den Druckmessungen ausgeführten Einzeleinstellungen, zwischen denen stets größere Schwankungen des Quecksilberniveaus in den Steigrohren mit der Ölregulierschraube (R in der Figur Wagners) vorgenommen wurden, ergaben mit Sicherheit Übereinstimmung innerhalb der Ablesegenauigkeit von 0,1 mm. Die daraus genommenen Mittel dürften also auf 0,1 mm sicher sein. Der gleiche Fehler ist beim Ablesen des Nullpunktes möglich. Dies entspricht im günstigsten Fall bei einer Quecksilbersäule von rund $2\frac{1}{2}$ m einer relativen Genauigkeit der Druckmessung von rund 0,1 Promille. Bei niederen Drucken ist die Genauigkeit entsprechend geringer. Dagegen ist zu betonen, daß die absolute Genauigkeit gegeben ist durch das Verhältnis der Kolbenquerschnitte, das von Wagner auf 1 Promille verbürgt wird.

Das nach der Ablesung des Manometers betätigte Schließen des Ventiles V_1 hatte keine feststellbare Druckerhöhung zur Folge.

Das Volumen des ausgeflossenen Glycerins und das Volumen der aus dem Stahlrohr in den Glycerinballon eingetretenen Luft.

Das aus dem großen Ballon durch die aus dem Stahlrohr kommende Luft verdrängte Glycerin floß in große, ca. 7 Liter haltende zylindrische Glasgefäße und wurde auf einer Robervalschen Waage mit Tariermethode gewogen. Die benutzten Gewichte waren auf Normalgewicht bezogen.

Als Temperatur des Glycerins wurde die an dem Thermometer des großen Wasserbades unter häufigem und anhaltendem Rühren abgelesene angenommen. Das Thermometer war in $0,2^\circ$ geteilt und mit einem Normalthermometer verglichen. Bei den günstigen Verhältnissen, die zur Zeit der $p \cdot v$ -Messungen herrschten, änderte sich die Temperatur des Bades nur in verschwindendem Maße mit der Zeit. Der höchste,

nur ein- oder zweimal beobachtete Gang betrug $0,05^\circ$ pro Stunde. Ein für die übrige Genauigkeit der Versuche in Betracht kommendes Nachhinken der Glycerintemperatur hinter der des Wasserbades war also nicht zu befürchten.

Die Dichte des Glycerins wurde anfangs nach jeder *p v*-Messung, später weniger häufig, mit dem Pyknometer bestimmt. Sie nahm mit der Zeit etwas ab, und zwar während der insgesamt ausgeführten 67 *p v*-Messungen um rund 1 Promille, wohl infolge der Aufnahme von Wasser aus der Luft. Der Gang der Glycerindichte, abhängig von der Zeit, wurde graphisch aufgetragen und daraus für jeden Versuch die Dichte entnommen. Die Abhängigkeit der Dichte von der Temperatur ergab sich aus dem mit dem Pyknometer gemessenen Ausdehnungskoeffizienten: $\alpha = 0,00045$.

Das so gemessene Volumen des Glycerins ist mit den nötigen Korrekturen gleich dem Volumen der aus dem Druckstahlrohr ausgetretenen Luft bei dem herrschenden Barometerstand und der Temperatur des Wasserbades.

Folgende Korrekturen und Vorsichtsmaßregeln wurden berücksichtigt:

1. Die Frage nach der Zeit, innerhalb deren die aus dem Druckrohr ausgetretene kalte Luft die Temperatur des Wasserbades annahm, ließ sich experimentell beantworten, indem man die ganze Anordnung als Luftthermometer benutzte. Wenige Minuten nachdem das Auszapfen des Glycerins beendet war, was bei 200 Atm. Druck etwa 30 Min. dauerte, wurde der am Quecksilbermanometer *Q* festzustellende Druck merklich konstant. Bis zu den definitiven Druckablesungen für die Zwecke der Glycerininterpolation wartete man dann noch 30–40 Min.

2. Der Temperaturgang war im allgemeinen verschieden für die in freier Luft befindlichen Verbindungsrohren zwischen Druckstahlrohr und Quecksilbermanometer bzw. Glycerinballon, und für den im Wasserbad befindlichen großen Ballon. Die Temperatur im Druckrohr selbst war konstant. Es befand sich ein Thermometer neben dem festen Rohr des Quecksilbermanometers, eines hing am Hahn H_2 , ein weiteres, in $0,2^\circ$ geteiltes, steckte im Wasserbad.

Der Temperaturgang in freier Luft war an sich nicht groß und auch deshalb von verschwindendem Einfluß, weil die

Verbindungsrohren selbst in ungünstigen Fällen bei Versuchen mit niedrigem Druck nur etwa 5 Proz. des Gesamtvolumens ausmachten. Der Temperaturgang im Wasserbad des Ballons war ganz unbedeutend, dagegen von relativ großem Einfluß, weil das Hauptvolumen in Betracht kam.

Die Überdrucke bzw. Unterdrucke, die am Quecksilbermanometer zur Interpolation der ausgeflossenen Glycerinmenge abgelesen wurden, wurden auf die Temperatur, die beim Abschließen der Hähne H_3 und H_1 von der Atmosphäre geherrscht hatte, umgerechnet mit dem thermischen Druckkoeffizienten der Luft und unter Berücksichtigung der Anteile von Ballon und Verbindungsrohren am Gesamtvolumen, sowie ihrer besonderen Temperaturgänge. Diese Korrekturen hatten die Größenordnung von einigen Zehntelmillimetern. Deswegen entfiel auch hier die Notwendigkeit, das Volumen der Verbindungsrohren genauer zu kennen.

3. Ein Gang des äußeren Luftdruckes wurde in Rechnung gezogen, indem die Interpolationsüber- und Unterdrucke auf den Barometerstand reduziert wurden, der beim Abschließen der Hähne von der Atmosphäre geherrscht hatte.

4. Es war möglich, daß der große Ballon mit Glycerinfüllung ein anderes Volumen hatte als ohne diese, wegen des Bodendruckes des Glycerins. In der Tat war ein solcher Einfluß wahrzunehmen. Er wurde nicht berücksichtigt, weil im ungünstigsten Fall die Volumänderung $1/100000$ des Gesamtvolumens betrug. Noch weniger brauchte also in Rücksicht gezogen zu werden der Einfluß der Interpolationsüber- bzw. Unterdrucke auf das Volumen des Ballons.

5. Ein Fehler konnte auftreten dadurch, daß das Glycerin Luft absorbierte und das Volumen der aus dem Stahlrohr austretenden Luft zu klein erscheinen ließ. Dagegen spricht die geringe Absorptionsfähigkeit des Glycerins für Gase¹⁾, der kleine Überdruck, unter dem die Luft in den Ballon eintrat, und die Tatsache, daß das Glycerin beim Auszapfen mit großer Oberfläche mit Luft in Berührung kam, so daß es reichlich Gelegenheit hatte, sich zu sättigen. Auch die $p v$ -Versuche

1) G. Just, Zeitschr. f. physik. Chem. 37. p. 342. 1901.

selbst geben keinen Anhalt für das Vorhandensein einer solchen Fehlerquelle.

6. Auf die Beseitigung der letzten Reste von Wasserdampf aus der in das Druckrohr eintretenden Luft wurde besonderer Wert gelegt. Die zu dem Zwecke auf -79° abgekühlte Kupferspirale *K* hatte eine Gesamtlänge von ca. 4 m und einen Innendurchmesser von 2 mm. Die in das Stahlrohr hineinzupressende Luft durchströmte sie in einem Betrag von 10 ccm pro Sekunde. Dadurch ist, wie auch besondere Versuche mit Glasröhren ergaben, die Sicherheit gewährleistet, daß die Spannung des etwa aus der Spirale austretenden Wasserdampfes nicht größer ist, als der Temperatur von -79° entspricht. Dieser Dampfdruck kommt für die Genauigkeit der vorliegenden Versuche nicht mehr in Betracht.¹⁾

7. Gegen das Vorhandensein von Kohlensäure wurde außer der Schicht Natronkalk im Trockenrohr der Druckluftanlage keine Vorsichtsmaßregel getroffen, weil der Einfluß auf die Dichte der Luft für die Endgenauigkeit nicht merklich ist.

8. Der Glyzerindampfdruck konnte störend wirken, falls er sich während eines *p v*-Versuches aus irgend einem Grunde änderte. Es wurde während der Wartezeit zwischen Auszapfen des Glyzerins und Ablesen des Quecksilbermanometers die besondere Aufmerksamkeit auf Druckänderungen gerichtet, die von diesem Einfluß herrühren konnten. Dabei wurde nie eine wahrnehmbare Wirkung beobachtet, denn der Glyzerindampfdruck ist schon an sich unbedeutend. Er beträgt für reines Glyzerin 0,24 mm für $118,5^{\circ}$.²⁾

9. In eingehender Weise wurde die Möglichkeit in Betracht gezogen, daß durch Undichtwerden, besonders des Drucksystems, störende Luftverluste eintreten könnten. Besonderes Augenmerk war deswegen zu richten auf die Packungen der Ventile V_1 und V_2 , auf die Verschraubungen dieser Ventile mit dem Stahlrohr und auf die Absperrkegel, die den Weg sperrten von den Ventilen in die Druckröhrenleitungen. Die anderen Verbindungen und Hähne von V_2 bis zum Glyzerin-

1) K. Scheel, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 5. p. 287. 1903 gibt unter Diskussion der vorhandenen Messungen den Dampfdruck des Wassers für -50° zu rund 0,04 mm.

2) O. W. Richardson, Journ. of the chem. Soc. 49. p. 764.

ballon bzw. zum Quecksilbermanometer hatten nur Überdrucke bis eine halbe Atmosphäre auszuhalten und waren mit den gewöhnlichen Vorsichtsmaßregeln leicht dicht zu bekommen. Von dem Dichthalten der unter Hochdruck stehenden Stahlrohrverschraubungen und Packungen konnte man sich während der Versuche dauernd überzeugen, weil sie in einem Flüssigkeitsbad lagen. Das Dichthalten des Ventilkegels in V_2 wurde mit dem Quecksilbermanometer untersucht, während des Abwartens der Temperaturkonstanz im Stahlrohr, das des Kegels in V_1 dadurch, daß man während des Ausfließens des Glycerins die Druckleitung abschraubte und ein Glycerinmanometer ansetzte. Es machte keine Schwierigkeiten, alle Verschraubungen und Ventilkegel mit Sicherheit zu dichten. Dagegen versagten die Lederpackungen am Ventil V_1 bei den -79° -Versuchen bei höheren Drucken, indem trotz schärfsten Anziehens der Packungsschrauben beim Schließen des Ventils nach der Ablesung des Amagatmanometers hörbar Luft auszischte, so daß es unsicher war, welcher Druck im Stahlrohr im Moment des Ventilschließens herrschte. In der Tat gingen die Versuche 46–50 inklusive auf diese Art verloren. Vollständige Abhilfe wurde erzielt, indem man die Lederpackungen im Ventil V_1 und gleichzeitig im Ventil V_2 durch Feuerschwamm ersetzte.

10. Es bliebe die Möglichkeit einer Absorption von Luft durch die Stahlrohrwände bei hohem Druck. Mangels jeglicher experimenteller Daten über diesen jedenfalls außerordentlich geringen, wenn überhaupt vorhandenen Einfluß, erübrigt sich das Anbringen einer Korrektur.

Berechnung der Endwerte.

Um aus dem so korrigierten Volumen der aus dem Stahlrohr ausgetretenen Luft ihre Maße zu erhalten, ist es mit ihrer Dichte zu multiplizieren. Als Temperatur der Luft ist dabei die des Wasserbades beim Abschließen der Hähne H_1 und H_2 von der Atmosphäre, als Druck der gleichzeitige Barometerstand zu nehmen. Die Dichte wurde aus den Tabellen von Landolt und Börnstein, 3. Auflage, entnommen. Da hier der absolute Barometerstand in Frage kommt, wurde das benutzte Heberbarometer von Fuess-Berlin auf die Güte des Vakuums nachgeprüft. Die davon herrührende Korrektur

betrug einige hundertstel Millimeter und wurde weggelassen. Auch die Schwerekorrektion wurde weggelassen, einmal, weil sie für München bloß $\frac{5}{100\,000}$ beträgt¹⁾ und dann, weil sie für den $p v$ -Endwert, der auf Luft von 0° und 760 mm bezogen ist, herausfällt. Eine Korrektion für eine etwaige Niveaudifferenz zwischen Barometer und freiem Ende des Quecksilbermanometers kam nicht in Betracht.

Um das spezifische Volumen v der Luft im Stahlrohr bei Hochdruck und 0° bzw. -79° zu erhalten, ist zu dieser Luftmasse im Glycerinballon noch die Luftmasse im Stahlrohr bei Atmosphärendruck und 0° bzw. -79° zu addieren und die Summe durch das Volumen des Stahlrohres bei dem Versuch zu dividieren. Daraus ergibt sich schließlich durch Beziehen von v auf Luft von 0° und 760 mm und durch Multiplikation mit p , dem am Amagatmanometer abgelesenen Druck, der Endwert $p v$, bezogen auf Luft von 0° und 760 mm.

Zahlendaten.

Tab. 9 enthält die Einzelresultate für die $p v$ -Messungen bei 0°.

In Reihe 1 steht die laufende Nummer des Versuches, in 2 die Steighöhe des Quecksilbers im Amagatmanometer mit Bandmaßkorrektion und auf 15° reduziert in Zentimeter, in 3 der Druck im Stahlrohr in Atmosphären zu 76 cm Quecksilber von 0°, in 4 die ausgeflossene Glycerinmasse in Gramm, in 5 die Glycerindichte, in 6 das Volumen des Glycerins in Kubikzentimetern, alles mit sämtlichen Korrekturen. Es folgen in 7 und 8 Temperatur und Druck der Luft im Ballon, letzterer auf 0° reduziert. Daraus ergibt sich in 9 die Dichte der Luft, in 10 ihre Masse in Gramm im Ballon, in 11 die Masse in Gramm im Stahlrohr, in 12 die Summe von 10 und 11, also die Gesamtluftmasse, die bei Hochdruck und 0° im Stahlrohr enthalten gewesen war. In 13 steht das Volumen des Stahlrohres in Kubikzentimetern für den Versuch mit allen Korrekturen, und in 14 der Wert von $p v$, bezogen auf Luft von 0° und 760 mm.

1) Landolt-Börnstein, Tabellen, 3. Auflage.

Tabelle 9. $t = 0^\circ$.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Laufende Nr.	Steighöhe des Hg im Amagat in cm	Druck in Atm. a 76 cm Hg	Aus- gefloßenes Glycerin in g	Glycerin- dichte	Volumen des Glycerins in cem	Luft im Ballon 0° C.		Dichte der Luft	Masse der Luft im Ballon in g	Masse der Luft im Stahlrohr in g	Summe	Volumen des Stahlrohres in cem	p
17	81,877	26,485	2199,9	1,2248	1797,6	17,82	719,2	0,0011483	2,0842	0,0750	2,1592	61,273	0,9807
18	81,885	26,691	2224,4	1,2246	1818,0	18,05	716,8	11436	2,0790	0,0747	2,1537	61,273	0,9817
19	122,796	100,210	8785,5	1,2246	7139,6	18,10	716,1	11423	8,1554	0,0747	8,2301	61,290	0,9848
20	62,128	51,195	4345,5	1,2256	3548,7	16,28	718,9	11539	4,0950	0,0749	4,1699	61,279	0,9726
21	62,056	51,195	4383,5	1,2258	3588,4	15,82	718,1	11547	4,0858	0,0749	4,1607	61,279	0,9786
22	92,543	75,794	6477,2	1,2261	5287,4	15,09	718,8	11585	6,1254	0,0749	6,2004	61,284	0,9885
23	91,720	75,127	6430,6	1,2260	5249,4	15,20	718,2	11572	6,0744	0,0749	6,1493	61,284	0,9880
24	122,643	100,198	8612,8	1,2258	7032,2	15,64	718,8	11583	8,1315	0,0749	8,2065	61,290	0,9669
25	81,721	26,598	2208,6	1,2253	1804,0	16,48	716,2	11488	2,0726	0,0747	2,1472	61,273	0,9813
26	122,249	99,810	8713,3	1,2252	7117,1	16,64	711,3	11403	8,1158	0,0742	8,1900	61,289	0,9856
27	123,016	100,433	8726,2	1,2253	7127,8	16,38	713,5	11449	8,1605	0,0744	8,2348	61,290	0,9864
28	122,706	100,188	8685,8	1,2247	7098,3	17,44	718,2	11482	8,1502	0,0749	8,2251	61,296	0,9852
29	128,352	100,713	8710,1	1,2249	7116,8	16,96	719,5	11522	8,2000	0,0750	8,2750	61,296	0,9845
30	154,367	125,796	10844,4	1,2255	8856,8	16,90	718,1	11542	10,2225	0,0749	10,2974	61,301	0,9882
31	154,542	125,989	10811,3	1,2256	8828,5	15,50	719,4	11579	10,2225	0,0750	10,2975	61,301	0,9892
32	184,180	149,911	12766,1	1,2258	10428,3	15,12	720,1	11605	12,0962	0,0751	12,1713	61,307	0,9761
33	186,156	150,725	12830,3	1,2257	10476,5	15,18	720,3	11606	12,1590	0,0751	12,2341	61,307	0,9765
34	214,917	174,773	14710,8	1,2254	12014,8	15,62	721,9	11614	13,9540	0,0753	14,0293	61,312	0,9875
35	215,551	175,309	14763,8	1,2254	12058,5	15,56	721,3	11608	13,9975	0,0752	14,0727	61,312	0,9874
36	248,734	202,123	16798,4	1,2251	13723,6	16,08	721,0	11582	15,8947	0,0752	15,9699	61,318	1,0033
37	246,214	200,081	16744,6	1,2247	13684,4	16,78	719,1	11523	15,7685	0,0750	15,8485	61,318	1,0011

Tabelle 10. $t = -79,1^{\circ}$.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Laufende Nr.	Steighöhe des Hg in cm	Druck in Atm. Hg	Aus- geflossenes Glycerin in g	Glycerin- dichte	Volumen des Glycerins in ccm	Luft im Ballon		Dichte der Luft	Massa der Luft in g	Massa der Luft in Stahl- rohr in g	Summe	Volumen des Stahlrohres in ccm	t des Kalte- bades 0° C.	d°	p für $-79,1^{\circ}$
38	29,967	25,185	3021,0	1,2276	2463,0	11,45	720,8	0,0011767	3,8932	0,1056	3,0088	61,138	-79,1	0,6627	0,6627
39	61,322	50,545	6630,0	1,2276	5405,4	11,46	720,4	11760	6,8667	0,1056	6,4623	61,143	-79,1	0,6183	0,6183
40	86,909	75,584	10264,0	1,2275	8368,6	11,55	719,7	11744	9,8281	0,1055	9,9386	61,148	-79,1	0,5856	0,5856
41	62,406	51,419	6762,5	1,2275	5513,9	11,63	718,9	11729	6,4673	0,1058	6,5726	61,143	-79,1	0,6184	0,6184
42	32,692	27,866	3319,4	1,2274	2706,7	11,71	718,5	11718	3,1717	0,1053	3,2770	61,138	-79,1	0,6605	0,6605
43	92,668	75,411	10593,0	1,2271	8639,9	12,83	719,8	11714	10,1208	0,1055	10,2263	61,149	-79,1	0,5830	0,5830
44	128,731	101,019	14886,5	1,2271	12142,1	12,40	719,8	11711	14,2196	0,1055	14,3251	61,154	-79,1	0,5575	0,5575
45	153,958	125,463	18804,5	1,2269	15399,2	12,52	719,4	11707	17,9469	0,1054	18,0523	61,160	-79,1	0,5495	0,5495
53	125,939	101,189	14970,3	1,2263	12217,8	13,53	720,7	11679	14,2692	0,1056	14,3748	61,154	-79,1	0,5565	0,5565
54	154,232	125,689	18908,9	1,2263	15431,9	13,58	720,1	11669	18,0075	0,1055	18,1130	61,160	-79,1	0,5487	0,5487
55	181,228	152,376	22665,2	1,2264	18497,4	13,46	720,3	11676	21,5976	0,1055	21,7031	61,166	-79,1	0,5552	0,5552
56	216,253	175,850	25408,2	1,2264	20735,6	13,41	719,7	11669	24,1964	0,1055	24,3019	61,171	-79,1	0,5722	0,5722
57	217,731	177,044	25568,9	1,2264	20866,8	13,39	718,4	11648	24,3058	0,1053	24,4111	61,171	-79,1	0,5736	0,5736
58	246,570	200,368	27905,1	1,2264	22773,7	13,42	718,0	11640	26,5086	0,1052	26,6138	61,176	-79,1	0,5954	0,5954
59	246,698	200,468	27785,2	1,2263	22677,0	13,49	718,1	11639	26,3938	0,1052	26,4990	61,176	-79,1	0,5983	0,5983
60	248,333	201,788	28159,8	1,2264	22979,8	13,21	713,9	11583	26,6175	0,1047	26,7222	61,177	-79,2	0,5972	0,5975
61	216,335	176,315	22517,1	1,2264	20905,1	13,21	714,8	11598	24,2457	0,1048	24,3505	61,171	-79,2	0,5726	0,5729
62	189,934	153,330	19281,4	1,2264	18754,4	13,22	715,4	11603	21,7607	0,1049	21,8656	61,166	-79,2	0,5563	0,5566
63	155,523	126,727	19157,3	1,2264	15634,0	13,26	715,4	11605	18,1433	0,1049	18,2482	61,160	-79,2	0,5491	0,5494
64	99,584	14706,9	14706,9	1,2265	12001,1	13,08	719,5	11679	4,0161	0,1054	14,1215	61,154	-79,1	0,5575	0,5575
65	122,929	100,371	14329,0	1,2265	12100,8	13,03	719,8	11685	4,1398	0,1055	14,2433	61,154	-79,1	0,5571	0,5571
66	91,411	74,879	10372,2	1,2265	8637,1	12,99	713,5	11682	10,7822	0,1054	10,8869	61,148	-79,1	0,5813	0,5813
67	61,949	51,050	6758,4	1,2265	5515,0	12,99	718,7	11669	6,4854	0,1053	6,5408	61,143	-79,1	0,6170	0,6170
68	30,883	25,938	3146,8	1,2265	2567,9	13,00	718,2	11660	2,9941	0,1052	3,0994	61,138	-79,1	0,6612	0,6612

Tab. 10 enthält die entsprechenden Resultate der -79° -Reihe. Die Bedeutung der einzelnen Reihen von 1—13 ist dieselbe. Im besonderen ist zu bemerken zu 11: die Masse der Luft im Stahlrohr bei -79° und dem äußeren Barometerstand wurde berechnet, indem man als mittleren Ausdehnungskoeffizienten der Luft zwischen 0° und -79° den Wert 0,00367 annahm.¹⁾

Zu 14: in 14 steht die Temperatur des Alkohol-Kohlensäuregemisches aus dem Barometerstand entnommen²⁾ und auf $0,1^\circ$ abgerundet.

In Reihe 16 stehen die $p v$ -Messungen der -79° -Reihe, auf $-79,1^\circ$ reduziert mit Hilfe der mittleren Ausdehnungskoeffizienten zwischen 0° und $-79,1^\circ$ (vgl. Tab. 13).

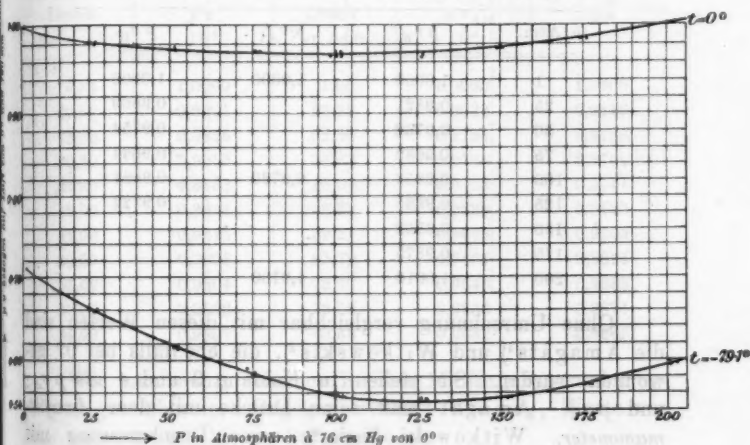


Fig. 3.

Die Versuchsergebnisse sind in Fig. 3 graphisch dargestellt.³⁾ Die Abweichungen der Einzelwerte voneinander liegen

1) L. Holborn u. W. Wien, Wied. Ann. 59. p. 213. 1896.

2) Vgl. P. P. Koch, Ann. d. Phys. 26. p. 563. 1908.

3) Die Kurven Fig. 3 auf vorliegender Seite ebenso wie Fig. 3, p. 577 und Fig. 4, p. 344, deuten nur den allgemeinen Kurvencharakter an. Bei der Kleinheit des gewählten Maßstabes ist es nicht möglich, die die Einzelversuche darstellenden Kurvenpunkte mit einer der Meßfehlergrenze entsprechenden Genauigkeit zu reproduzieren.

im allgemeinen unter 1 Promille und gehen in seltenen Fällen bis zu 2 und 3 Promille. Die graphisch gewonnenen Mittelwerte der Tab. 11 und 12 dürften demnach relativ zueinander auf 1 Promille richtig sein. Die absolute Genauigkeit wird wegen der Unsicherheit der Druckmessung und der anderen Fehlermöglichkeiten auf etwa $1\frac{1}{2}$ Promille zu schätzen sein.

Tab. 11 enthält die $p v$ -Mittelwerte für 0° . In Kolonne 1 stehen die Drucke in Atmosphären à 76 cm Hg von 0° , in 2 die zugehörigen $p v$ -Werte der vorliegenden Untersuchung, bezeichnet als $p v_K$.

Tabelle 11.

 $t = 0^\circ$.

1	2	3	4
p Atm.	$p v_K$	$p v_{AI}$	$p v_W$
1	1,0000	1,0000	1,0000
25	0,9821		0,9869
50	0,9732		0,9754
75	0,9682		0,9694
100	0,9656	0,9730	0,9681
125	0,9685		0,9722
150	0,9762		
175	0,9875		
200	1,0016	1,0100	

Ohne Umrechnung vergleichbar mit diesen Werten sind die Amagats¹⁾ und Witkowskis²⁾, die ebenfalls bei 0° gewonnen wurden. Sie stehen in Kolonne 3 und 4 als $p v_{AI}$ und $p v_W$. Amagat maß seine Drucke mit dem *Amagatmanometer*. Witkowski basierte seine Druckmessung mit Hilfe eines Luftmanometers auf frühere Resultate Amagats³⁾, die in der Kirche von Fourvières durch direkte Eichung von *Luftmanometern mit Quecksilbersäulen ohne Kolbenübertragung* erhalten sind. Diese letzteren $p v$ -Werte Amagats sind bei 16° erhalten und lassen sich durch Vermittlung von Ausdehnungskoeffizienten, die Witkowski (vgl. l. c.) zwischen 16° und 0° bei den entsprechenden Drucken gemessen hat, auf 0°

1) E. H. Amagat, Ann. de chim. et de phys. (6) 29. p. 68. 1893.

2) A. W. Witkowski, Phil. Mag. 41. p. 288. 1896.

3) E. H. Amagat, Compt. rend. 99. p. 1154. 1884.

reduzieren. Tab. 11a enthält die auf diese Reduktion bezüglichen Zahlen. In Kolonne 1 steht der von Amagat benutzte Druck in Metern Quecksilber, in 2 die zugehörigen $p v$ -Werte Amagats bei 16° , 3 gibt den Druck der Kolonne 1, umgerechnet in Atmosphären à 76 cm Hg von 0° ; in 4 steht der $p v$ -Wert der Kolonne 2, umgerechnet auf 0° mit Hilfe der von Witkowski gegebenen Ausdehnungskoeffizienten, in 5 endlich zum Vergleich die $p v_K$ -Werte für denselben Druck.

Tabelle 11a.

1	2	3	4	5
Amagat				$p v_K$ 0°
Druck Meter Hg	$p v$ 16°	Druck in Atm.	$p v_{AII}$ 0°	
0,76	1,0000	1,00	1,0000	1,0000
20,00	0,9901	26,32	0,9823	0,9816
25,00	0,9876	32,90	0,9784	0,9788
30,00	0,9855	39,47	0,9748	0,9761
35,00	0,9832	46,05	0,9718	0,9741
40,00	0,9824	52,63	0,9699	0,9723
45,00	0,9815	59,21	0,9678	0,9705
50,00	0,9808	65,79	0,9661	0,9691
55,00	0,9804	72,37	0,9646	0,9682
60,00	0,9803	79,08	0,9638	0,9671
65,00	0,9807	85,53	0,9632	0,9662

Wie man sieht, stimmen in Tab. 11 die $p v_W$ - und $p v_K$ -Werte gut überein. Dagegen weichen die $p v_{AI}$ -Werte von den vorgenannten bis zu 8 Promille ab.

In Tab. 11a stimmen die auf 0° reduzierten $p v_{AII}$ -Werte sehr gut mit den entsprechenden $p v_K$ -Werten, wenn auch noch eine kleine systematische Abweichung vorhanden zu sein scheint.

Nun basieren die $p v_K$ -Werte wie die $p v_{AI}$ -Werte auf Druckmessung mit Hilfe des Amagatmanometers. Beide Meßreihen können deshalb prinzipiell mit einer Unsicherheit behaftet sein, herrührend von der Bestimmung des Kolbenquerschnittsverhältnisses. Amagat hat keine näheren Einzelheiten veröffentlicht über die Art, in der er dieses Verhältnis feststellte. Infolgedessen ist eine Diskussion seiner Resultate

von dieser Seite aus nicht möglich. Jedenfalls zeigen die meisten der Tabellen Amagats (vgl. l. c.), in denen die Druckangaben verschiedener Manometersysteme zusammengestellt sind, systematische Abweichungen dieser Angaben voneinander, die groß genug sind, um die Unterschiede der $p_{v_{AI}}$ -Werte und der p_{v_K} -Werte zu erklären.

Die Druckmessung Amagats in der Kirche zu Fourvières ist von den eben besprochenen Fehlermöglichkeiten frei und verdient somit erhöhtes Zutrauen. Die Übereinstimmung der so gewonnenen $p_{v_{AI}}$ -Werte mit den p_{v_K} -Werten scheint dafür zu sprechen, daß das von K benutzte, von Wagner gemessene Kolbenquerschnittsverhältnis richtig ist. Als weitere Stütze dieser Folgerung kommt dazu die gute Übereinstimmung zwischen den p_v -Werten von K und W, welche letztere sich ja auf die $p_{v_{AI}}$ -Werte stützen.

Soviel dem Verfasser bekannt, hat Amagat keine Messungen veröffentlicht, die seine mit direkter Quecksilbersäule bestimmten Isothermen, die bis 85 Atm. gehen, mit seinen mit dem Amagatmanometer ermittelten verbinden, die bei 100 Atm. beginnen. Andernfalls hätte ein etwaiger Sprung in diesen mit zwei verschiedenen Druckmeßmethoden erhaltenen Isothermen zutage treten können.

Tabelle 12.

 $t = -79^{\circ}$.

1	2	3	4	5
p	p_{v_K} -79,1°	p_{v_K} -79,3°	p_{v_W} -78,5°	p_{v_W} -79,1°
1	0,7097	0,7092	0,7119	0,7103
25	0,6628	0,6623	0,6689	0,6670
50	0,6199	0,6194	0,6252	0,6234
75	0,5820	0,5814	0,5863	0,5845
100	0,5572	0,5566	0,5600	0,5582
125	0,5495	0,5489	0,5520	0,5501
150	0,5540	0,5534		
175	0,5715	0,5709		
200	0,5960	0,5954		

Tab. 12 enthält die p_v -Mittelwerte der -79° -Reihe. In Kolonne 1 steht der Druck in Atmosphären, in 2 der zugehörige

$p v$ -Mittelwert, bezeichnet als $p v_K$ und zwar für $-79,1^\circ$, in 3 der Wert von $p v_K$ für $-79,3^\circ$, berechnet zum Zweck der Kombination mit den Schallgeschwindigkeitsmessungen des ersten Hauptteiles, die bei $-79,3^\circ$ ausgeführt wurden, in 4 die $p v$ -Werte Witkowskis für $-78,5^\circ$ und in 5 endlich die letzteren zum Vergleich umgerechnet auf $-79,1^\circ$. Die Übereinstimmung zwischen Kolonne 2 und 5 ist befriedigend.

Der $p v_K$ -Wert für 1 Atm. ist berechnet mit Hilfe des Ausdehnungskoeffizienten für Luft: $\alpha = 0,00367$.

Die zu den Umrechnungen der Tab. 12 benutzten mittleren Ausdehnungskoeffizienten der atmosphärischen Luft zwischen 0° und $-79,1^\circ$ finden sich in Tab. 13. Sie folgen unmittelbar aus der Kombination der $p v_K$ -Werte in den Tab. 11 und 12. Zum Vergleich stehen in der letzten Kolonne die entsprechenden Werte Witkowskis (vgl. l. c.)

Tabelle 13.

1	2	3
Druck in Atmosphären	Ausdehnungs- koeffizient K	Ausdehnungs- koeffizient W
25	0,00411	0,00411
50	459	457
75	504	503
100	535	537
125	547	551
150	547	
175	533	
200	512	

Dritter Teil.

Berechnung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen.

Aus Gleichung (1)¹⁾ folgt:

$$(2) \quad k = - \frac{C^2}{v^2} \frac{1}{\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_\theta}$$

1) Vgl. p. 551.

Die im zweiten Teil festgelegten Isothermen setzt man in der Form an:

$$(3) \quad p \cdot v = f(p)$$

und erhält daraus:

$$(4) \quad \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_\theta = \frac{p}{\frac{df(p)}{dp} - \frac{f(p)}{p}}$$

Aus (4), (2) und (3) ergibt sich:

$$(5) \quad k = C^2 \cdot \frac{f(p) - p \frac{df(p)}{dp}}{f(p)^2}$$

Für Luft von 0° und Atmosphärendruck ist:

$$f(p) = 1 \quad \text{und} \quad \frac{df(p)}{dp} = 0,$$

das letztere wegen der für den vorliegenden Zweck genügend genauen Annäherung an den idealen Gaszustand.

Also:

$$(6) \quad k_0 = C_0^2.$$

Aus (5) und (6) folgt:

$$(7) \quad k = k_0 \left(\frac{C}{C_0} \right)^2 \frac{f(p) - p \frac{df(p)}{dp}}{f(p)^2}$$

In Tab. 14 sind sämtliche Daten zusammengestellt, die nötig sind zur Berechnung von $c_p/c_v = k$ bei 0°.

Tabelle 14.

$t = 0^\circ.$

1	2	3	4	5	6
p	C/C_0	$f(p)$	$\frac{df(p)}{dp} \cdot 10^5$	k	$k_{\text{Wilk.}}$
25	1,008	0,9821	-51,3	1,473	1,47
50	1,022	0,9732	-27,4	1,530	1,53
75	1,041	0,9682	-15,9	1,593	1,58
100	1,064	0,9656	+ 1,6	1,646	1,64
125	1,093	0,9685	+22,3	1,690	
150	1,132	0,9762	+37,3	1,739	
175	1,173	0,9875	+50,3	1,783	
200	1,220	1,0016	+62,7	1,828	

In Reihe 1 steht der Druck in Atmosphären à 76 cm Quecksilber von 0° , in 2 das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten aus Tab. 5, in 3 der Wert von $f(p)$ aus Tab. 11, in 4 der graphisch ermittelte Wert von $df(p)/dp$, in 5 der Wert von k und in 6 zum Vergleich der k -Wert Witkowskis für die gleichen Bedingungen. Als Wert von k_0 wurde angenommen:

$$k_0 = 1,4053.^1)$$

Die Fehlergrenze für die Werte der Reihe 5 ergibt sich als Summe der Teilresultatfehler. Zu den in Teil I und II diskutierten Fehlermöglichkeiten kommt der Fehlereinfluß, herrührend von der Bestimmung von $df(p)/dp$. Dieser Einfluß ist zufolge (7) an sich gering. Die graphisch wiederholt und aus Kurven verschiedenen Maßstabes entnommenen Werte von $df(p)/dp$ stimmten untereinander meist vorzüglich überein. Abweichungen von Prozenten waren selten. Dadurch kann der Wert von k in ungünstigen Fällen um Beträge von der Größenordnung von 1 Promille beeinflußt werden. Alles zusammen wird man die Endwerte der 0° -Reihe für auf $1/2$ Proz. verbürgt halten dürfen.

Tabelle 15.

$$t = -79,3^\circ.$$

1	2	3	4	5	6
p	C/C_0	$f(p)$	$\frac{df(p)}{dp} \cdot 10^5$	k	$k_{\text{Witk.}}$
1	0,842	0,7092	0	1,405	...
25	0,881	0,6623	-188	1,569	1,58
50	0,830	0,6194	-162	1,767	1,79
75	0,843	0,5814	-128	2,001	2,06
100	0,885	0,5566	-63,1	2,200	2,30
125	0,960	0,5489	-8,1	2,402	
150	1,047	0,5584	+41,8	2,469	
175	1,140	0,5709	+80,3	2,413	
200	1,239	0,5954	+106	2,383	

In Tab. 15 stehen die Daten zur Berechnung von k für $-79,3^\circ$. Die Bedeutung der einzelnen Kolonnen ist dieselbe

1) W. C. Röntgen, Pogg. Ann. 148. p. 580. 1873.

wie in Tab. 14. In Anbetracht der erhöhten Schwierigkeiten wird man die Genauigkeit der k -Endwerte hier nur auf etwa 1 Proz. schätzen.

Die Resultate der Tab. 14 und 15 sind auf Fig. 4 dargestellt.

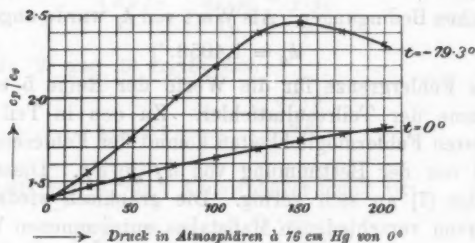


Fig. 4.

Mit den Werten Witkowskis stimmen die k -Werte der Tab. 14 befriedigend, die der Tab. 15 weniger gut.

Auch mit dem, was von dem Verhalten der spezifischen Wärmen anderer Gase bisher bekannt ist¹⁾, stimmen die Resultate der vorliegenden Untersuchung qualitativ gut überein.

Schließlich sei kurz hingewiesen auf die Lage des Maximums von c_p/c_v .

Die van der Waalssche Zustandsgleichung:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) - R \cdot T = 0,$$

zusammen mit der für alle homogenen Körper geltenden Beziehung:

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right) = - \mathcal{P} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial s^2}\right)$$

ergibt für das Maximum von c_p die Bedingung:

$$v = 3b = v_K,$$

wo v_K das kritische Volumen bedeutet. Da dieselben Grundgleichungen verlangen $c_v = \text{const.}$, so folgt für das Maximum von c_p/c_v gleichfalls $v = v_K$.

1) Literatur bei O. Knoblauch u. Jakob, Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Heft 35 u. 36; S. Valentiner, Ann. d. Phys. 15. p. 74. 1905.

Für Luft liegen sehr gut übereinstimmende Werte von Olszewski und v. Wroblewski vor für die kritische Temperatur T_K und den kritischen Druck p_K . Das Mittel aus den Werten beider Beobachter¹⁾ ist:

$$T_K = 182,5^\circ \text{ abs.}, \quad p_K = 39,3 \text{ Atm.}$$

Daraus ergibt sich mit Hilfe der aus der van der Waalschen Zustandsgleichung folgenden Beziehungen:

$$p_K = \frac{a}{27 b^2}; \quad R \cdot T_K = \frac{8 a}{27 b};$$

wenn man $R = 0,00366$ nimmt, der Wert:

$$v_K = 3 b = 0,00463.$$

Für -79° müßte also zufolge der im zweiten Hauptabschnitt gegebenen Isothermen c_p/c_v seinen Maximalwert bei rund 120 Atm. erreichen, für 0° bei Drucken höher als 200 Atm.

Die qualitativ gute Übereinstimmung dieser aus der van der Waalschen Zustandsgleichung gezogenen Schlußfolgerung mit den Resultaten der vorliegenden Experimentaluntersuchung ist immerhin bemerkenswert.

München, Physik. Inst. d. Universität, 23. Juni 1908.

1) Landolt-Börnstein, Tabellen, 3. Aufl., p. 186.

(Eingegangen 26. Juni 1908.)

**4. Ein Apparat zur Aufsuchung regelmäßiger
Wellen im Luftdruck;
von Wilhelm Schmidt (Wien).**

I.

Für Beobachtung und Registrierung von kurzdauernden Luftdruckschwankungen hat M. Toepler¹⁾ einen Apparat angegeben, welcher im wesentlichen aus einer Drucklibelle besteht, deren eine Öffnung in die freie Luft mündet, während die andere Seite mit einem abgeschlossenen Luftvolum in Verbindung steht. Um eine starke Vergrößerung zu erlauben, durften die Druckunterschiede zwischen dem letzteren und der Außenluft nicht allzu große werden; es war deshalb ein Kapillarrohr vorgesehen, das langsamen Ausgleich der Druckunterschiede innen und außen ermöglichte. Die längerdauernden Veränderungen im Luftdruck konnten so bis zu einer gewissen Grenze ausgeschaltet werden und es blieben nur die kurzen Schwankungen übrig.

Gerade diese Schwankungen von sehr kurzer Dauer sind aber in hohem Grade von der Aufstellung des Apparates abhängig, ferner wird auch jede nicht rhythmische Änderung der Windstärke, ebenso auch der Windrichtung ihren Einfluß geltend machen, so daß die beobachteten Wirkungen zum großen Teil den Charakter des rein Zufälligen tragen. Was aber interessiert, sind *regelmäßige* Schwankungen des Luftdruckes, mag deren Ursache nun in „Helmholtzschen Luftwogen“ oder in durch die Örtlichkeit bedingten stehenden Schwingungen liegen. Um diese klar zu erhalten, müssen nicht nur die langsamen Veränderungen des Luftdruckes ausgeschaltet werden, sondern ebenso auch die schnellsten, welche das reine Bild verwischen und unlesbar machen; mit anderen Worten: es ist ein Apparat zu benutzen, welcher Schwingungen von bestimmter Dauer voll wiedergibt, schnellere und

1) M. Toepler, Ann. d. Phys. 12. p. 787. 1903.

langsamere hingegen mehr oder weniger unterdrückt. Ein solcher läßt sich nach folgenden Überlegungen konstruieren.

Es werde angenommen, daß der Luftdruck im Freien nach einem einfachen Sinusgesetz mit der Zeit sich verändert, also regelmäßige Schwingungen ausführt, welche sich darstellen lassen durch die Formel:

$$p = a \cdot \sin b t.$$

(p Luftdruck, a Amplitude der Schwingung, b Schwingungszahl, t Zeit.)

Ferner sei ein abgeschlossenes Luftvolumen angenommen, das nur durch eine Kapillare mit der Außenluft in Verbindung steht. Ist zwischen innen und außen ein Druckunterschied vorhanden, so wird er sich nach einem Exponentialgesetz ausgleichen, d. h. die Geschwindigkeit der Abnahme des Druckunterschiedes wird diesem letzteren in jedem Augenblick proportional sein. Der Proportionalitätsfaktor sei $-\alpha_1$. Es wird dann die außen herrschende Sinusschwingung auch in dem Druckunterschied zwischen innen und außen eine gleiche von derselben Schwingungsdauer aber anderer Amplitude und anderer Phase erzeugen, deren Gleichung lautet

$$p_1 = \frac{a b}{\sqrt{b^2 + \alpha_1^2}} \cdot \sin(b t + \varphi_1);$$

die Phasenverschiebung φ_1 ist gegeben durch:

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\alpha_1}{b}.$$

Für ein zweites gleiches abgeschlossenes Luftvolumen, dessen Verbindung mit der Außenluft aber durch eine andere Kapillare hergestellt wird (Abnahmegeschwindigkeit der Druckdifferenz gegeben durch $-\alpha_2$), wird eine ähnliche Gleichung gelten:

$$p_2 = \frac{a b}{\sqrt{b^2 + \alpha_2^2}} \cdot \sin(b t + \varphi_2),$$

wo wieder

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{\alpha_2}{b}.$$

Betrachtet man nun den Druckunterschied zwischen den Innenräumen beider Gefäße, so zeigt auch dieser eine Sinus-

schwingung mit veränderter Amplitude und Phase. Ihre Gleichung wird sein:

$$\pi = a b^3 \left\{ \frac{1}{b^3 + \alpha_1^2} - \frac{1}{b^3 + \alpha_2^2} \right\} \cdot \sin b t \\ + a b \left\{ \frac{\alpha_1}{b^3 + \alpha_1^2} - \frac{\alpha_2}{b^3 + \alpha_2^2} \right\} \cos b t.$$

Die Amplitude ist:

$$A = a \cdot b \cdot \sqrt{(\alpha_1 - \alpha_2) \frac{b^3 - \alpha_1^2}{(b^3 + \alpha_1^2)^3} \cdot \frac{b^3 - \alpha_2^2}{(b^3 + \alpha_2^2)^3}}.$$

Sie ist natürlich kleiner als die der ursprünglichen Schwingung a , daneben auch abhängig von der Schwingungszahl. Für kleine b (Schwingungen von langer Periode) wird sie selbst auch klein. Dasselbe tritt aber auch für sehr schnelle Schwingungen ein (b groß). Nur für mittlere Schwingungszahlen ist die Amplitudenverkleinerung nicht so bedeutend.

Man hat also in der Beobachtung des Druckunterschiedes im Innern zweier Gefäße, von denen jedes bloß durch eine Kapillare mit der Außenluft in Verbindung steht, ein Mittel, um aus dem komplizierten Luftdruckverlauf gerade die Schwingungen herauszusuchen, welche interessieren. Länger- und kürzerdauernde werden zwar auch noch wiedergegeben, aber mit desto geringerer Amplitude, je weiter ihre Schwingungszahl von der bevorzugten absteht. Wie diese letztere von den Konstanten des Apparates abhängt, ist noch zu zeigen.

Gibt man der Schwingungszahl b die Form $\lambda \cdot \sqrt{\alpha_1 \alpha_2}$ (λ eine Konstante), so erhält in dem Ausdruck für π der Koeffizient von $\sin b t$ die Gestalt:

$$a \cdot \frac{\alpha_1^2 - \alpha_2^2}{\left(\lambda \alpha_2 + \frac{\alpha_1}{\lambda} \right) \cdot \left(\lambda \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{\lambda} \right)} = C_1,$$

der von $\cos b t$:

$$a \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \cdot \left(\lambda - \frac{1}{\lambda} \right)}{\left(\lambda \alpha_2 + \frac{\alpha_1}{\lambda} \right) \cdot \left(\lambda \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{\lambda} \right)} = C_2.$$

Ersetzt man λ durch $1/\lambda$, so bleibt C_1 ungeändert, C_2 hingegen ändert das Zeichen. Unter Berücksichtigung dessen, daß $\sqrt{C_1^2 + C_2^2}$ die Gesamtamplitude darstellt, ergibt sich somit, daß Wellen von den Schwingungszahlen $\lambda \sqrt{\alpha_1 \alpha_2}$ und $1/\lambda \cdot \sqrt{\alpha_1 \alpha_2}$ mit derselben Verkleinerung wiedergegeben werden. Die Phasen-

verschiebung gegen die erregende Schwingung wird in beiden Fällen von gleichem Absolutwert aber entgegengesetztem Vorzeichen sein.

Eine besondere Stellung nimmt der Fall ein, für den $\lambda = 1/\lambda$ wird. Die Schwingungszahl ist dann $\beta = \sqrt{\alpha_1 \alpha_2}$ und die Amplitude erreicht hierfür einen Extremwert, in dem Falle das gesuchte Maximum. Da ferner der Ausdruck C_2 verschwindet, ist hier die Phasenverschiebung Null, d. h. Schwingungen von der Schwingungszahl β finden sich auch im Druckunterschied zwischen den abgeschlossenen Luftvolumina vollkommen synchron abgebildet.

Die Maximalamplitude selbst ergibt sich zu

$$A_{\max.} = a \cdot \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

Man hat es also vollkommen in der Hand, durch Wahl von α_1 und α_2 sowohl die bevorzugte Schwingungsdauer wie auch die Maximalamplitude zu fixieren.

Die Wirkungsweise des Apparates läßt sich übrigens auch ohne mathematische Ausführungen plausibel machen: Sind nämlich die äußeren Luftdruckschwankungen sehr langsame, so hat jedes der beiden Luftvolumina Zeit, seinen Druck mit dem der Außenluft auszugleichen; bei sehr raschen Schwingungen hingegen wird wegen der kurz aufeinander folgenden, entgegengesetzt gerichteten Impulse überhaupt keine Druckänderung im Innern der Gefäße hervorgerufen. In beiden Fällen kann sich also keine bedeutendere Druckdifferenz einstellen, wohl aber bei mittlerer Schwingungsdauer, wo das durch die weitere Kapillare mit der Außenluft in Verbindung stehende Gefäß weniger gegen die Druckschwankungen in dieser zurückbleibt als das andere.

Da für den praktischen Fall bei bestimmtem α_1 und α_2 die Kenntnis der Amplitudenverkleinerung und Phasenverschiebung für jede Schwingungszahl b notwendig ist, wird man sich diese Werte auf rein rechnerischem Wege oder durch graphische Konstruktion mit Benutzung von Vektoren verschaffen. Das Ergebnis einer solchen zeigt Fig. 1, wo $1/\alpha_1 = 55$ Sek., $1/\alpha_2 = 40,8$ Sek. angenommen ist. ($1/\alpha$ ist die Zeit, in welcher sich durch die Kapillare der Druckunter-

schied zwischen dem Innern des Gefäßes und der Außenluft auf den e^{ten} Teil verringert.) Als Abszissen sind die Schwingungsdauern aufgetragen (entsprechend $1/b$), als Ordinaten die zu den betreffenden Schwingungsdauern gehörigen Amplituden in Bruchteilen der ursprünglichen.

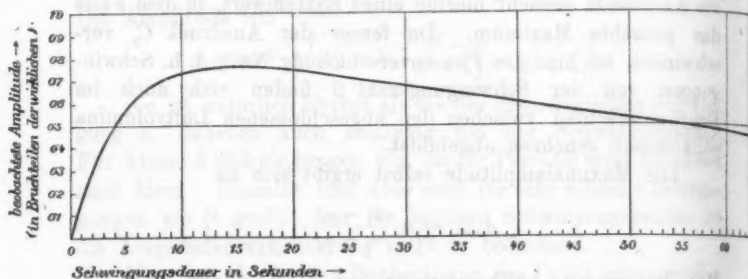


Fig. 1.

Bisher wurde als Form der äußeren Luftdruckänderung eine einfache Sinusschwingung angenommen. Da sich aber die Schwingungen auch im Apparat einfach superponieren, kann jeder komplizierte Gang nach der Fourierschen Methode in Partialschwingungen aufgelöst werden, von denen jede für sich behandelt werden darf.

Einzelne besondere Fälle seien indes hervorgehoben. Es zeige sich z. B. im Barometerstand eine plötzliche Druckstufe im Betrage Δp . Dann ändert sich der Druckunterschied der beiden Luftvolumina mit der Zeit nach der Formel:

$$\pi = \Delta p (e^{-\alpha_1 t} - e^{-\alpha_2 t}),$$

steigt also von Null langsam zu einem Maximalwert an, welcher für $t = \frac{1}{\alpha_1 - \alpha_2} \ln(\alpha_1/\alpha_2)$ erreicht wird, um nachher wieder sanft abzusinken. Der Maximalwert selbst wird um so höher sein, je stärker α_1 und α_2 sich unterscheiden.

Steigt hingegen der äußere Luftdruck linear an, so nähert sich die Druckdifferenz in den Gefäßen einem bestimmten Grenzwert asymptotisch; dieser ist gegeben durch

$$\pi = \gamma \left(\frac{1}{\alpha_1} - \frac{1}{\alpha_2} \right),$$

wo γ die Anstiegsgeschwindigkeit des äußeren Druckes darstellt. Diese Formel kann auch für Schwingungen langer Periode Verwendung finden, wenn die dabei auftretenden Amplituden bedeutende sind.

II.

Der auf Grund des vorhin dargelegten Prinzips gebaute Apparat besteht in seiner schließlich benutzten Form aus zwei Flaschen, von denen jede ca. 400 ccm faßt; durch den sie verschließenden Kautschukstöpsel führt neben einem Glasrohr mit Hahn, welcher den Druck innen und außen auszugleichen gestattet, ein zweites Rohr, an das die Kapillaren angeschlossen werden; mit ihm steht auch die Toeplersche Drucklibelle in Verbindung, welche zwischen den beiden Flaschen eingeschaltet ist. Da die entstehenden Druckunterschiede je nach der herrschenden Witterung, aber auch je nach der Wahl der Kapillaren stark variieren, muß man die Empfindlichkeit der Libelle den augenblicklichen Bedürfnissen anpassen, indem man die Neigung der beiden Hälften vergrößert oder verkleinert. Es ist zu diesem Zwecke in der Mitte ein Stück Kautschukschlauch eingeschaltet, durch welchen jedoch das zuerst als Sperrflüssigkeit verwendete Petroleum schnell hindurchdiffundiert und verdunstete. Es wurde an seine Stelle Wasser und Alkohol mit gutem Resultat gesetzt.

Die Ablesung des Kuppenstandes erfolgte durch ein Mikroskop mit Okularmikrometer, von dem 20—30 Teile auf 1 mm kamen. Selbstverständlich wurden alle zu genaueren Messungen erforderlichen Vorsichtsmaßregeln eingehalten. Es war das Libellenrohr nicht zu eng gewählt worden, auf gute Benetzung wurde gesehen, alle Teile ausreichend gegen rasche Temperaturschwankungen isoliert, daneben waren auch alle Schlauchverbindungen möglichst kurz gehalten. Es wären sonst leicht bei rasch veränderlichem äußeren Luftdruck Schwankungen der Luft vorgetäuscht worden, sowie dies auch bei den Kautschukstöpseln der Fall gewesen war, bevor sie durch Drahtbindung fest in den Flaschenhals hineingepreßt wurden.

Als Kapillaren fanden Thermometerröhren von verschiedener Weite und Länge Verwendung. Eine einmalige Bestimmung der Konstante α für jedes Rohr genügte, wie

spätere gelegentliche Nachprüfungen ergaben, vollkommen. Diese Bestimmung erfolgte derart, daß der Hahn der einen Flasche geöffnet blieb, während in der zweiten, an welche die zu prüfende Kapillare angeschlossen war, künstlich ein größerer Über- oder Unterdruck gegen die Außenluft erzeugt wurde. Die beobachtete Geschwindigkeit, mit welcher dessen Betrag mit der Zeit abnahm, ließ die gesuchte Größe leicht rechnen.

Hat man sich so eine Reihe von Kapillaren mit verschiedenem α vorbereitet, so läßt sich durch geeignete Auswahl, wie oben gezeigt, leicht die Schwingungsdauer der mit maximaler Amplitude wiedergegebenen Schwingung fixieren, ebenso auch die Amplitude selbst auf den gewünschten Betrag bringen. So wurden für die unten angeführten Versuche, welche speziell Schwingungen von der Größenordnung einer Minute erkennen lassen sollten, meistens zwei Röhren verwendet, deren Konstanten $1/6,5$ und $1/40,8 \text{ sec.}^{-1}$ waren. Eine weitere Änderung der Abklingungskonstanten ließe sich bei gleicher Kapillare durch Wahl verschieden großer Flaschen vornehmen, doch erwies sich die oben angegebene Einstellungsmöglichkeit als vollkommen ausreichend. Man wird allerdings nur in den äußersten Fällen zu besonders engen Kapillaren greifen, da diese der Verschmutzung am meisten ausgesetzt sind, und ihnen lieber bei weiterem Lumen eine größere Länge geben.

Es empfiehlt sich übrigens nicht, die Verkleinerung der Amplitude dadurch möglichst zu vermeiden, daß man zwei Kapillaren von sehr stark verschiedenem α nimmt. In diesem Falle werden nämlich die von der bevorzugten Schwingungsdauer nicht allzuweit abliegenden Schwingungen immer noch verhältnismäßig groß wiedergegeben und der Zweck des Apparates wird dann nur für sehr kurze und sehr lange Wellen erreicht.

Als ganz konstant kann man die Größen α zwar nicht annehmen, da sie sich mit der Temperatur ändern; doch kommen diese Änderungen hier kaum in Betracht.

Von einer kontinuierlichen Registrierung, welche sonst sehr wünschenswert wäre und deren Einrichtung nach Toepler keine besonderen Schwierigkeiten gemacht hätte, mußte für diese vorläufigen, mehr orientierenden Versuche abgesehen werden. Da es hier aber gerade auf die Aufdeckung von Wellen kürzerer Dauer ankommt, war es notwendig, die

einzelnen Ablesungen in Zwischenräumen von 5 oder 10 Sek., nur selten von 15 oder 30 Sek. vorzunehmen. Da durch den Apparat alle plötzlichen Änderungen ausgeglichen werden, geben die so gewonnenen Punkte ein befriedigendes Bild des Luftdruckverlaufes.

III.

In dem komplizierten Gange des Luftdruckes, wie er durch Barometer, Barograph usw. gegeben ist, finden sich bestimmt auch regelmäßige Änderungen, Schwingungen, nur sind diese durch die rein zufälligen und plötzlichen verwischt und verdeckt. Diese letzteren fernzuhalten wird der eben beschriebene Apparat gute Dienste leisten und so Spezialuntersuchungen über das sonst nur schwer zu übersehende Gebiet der kurzdauernden Schwankungen ermöglichen. Hier sollen einige Beobachtungen angeführt werden, welche die Wirkungsweise des Apparates und die Auswertung der erhaltenen Resultate illustrieren mögen.

Kürzerdauernde Wellen im Luftdruck können auf mehrfache Weise zustande kommen. Man kann zunächst an rein mechanische Schwingungen einer mehr oder weniger abgegrenzten Luftmasse denken, wie sie in einem größeren von Häusern eingefassten Hof gegeben ist. Hier sind die Perioden der z. B. durch darüberwehenden Wind ausgelösten Schwingungen meistens ziemlich kurz, werden aber unter Umständen ganz erhebliche Werte annehmen können.

Andere Wellenzüge dürften auf Helmholtzsche Wogen zurückzuführen sein, wie sie in der Grenzschicht zweier verschieden temperierter Luftmassen von verschiedener Geschwindigkeit entstehen. Solche Wogen mögen einmal insofern wirken, als bei ihrem Vorüberziehen über den Beobachtungsort die Mächtigkeit der Schichten verschiedener Temperatur variiert, also auch der Druck am Boden, dann aber wird man auch berücksichtigen müssen, daß in ihrem Gefolge zugleich der Wind periodische Änderungen zeigen muß, welche wieder auf dynamischem Wege Luftdruckschwankungen erzeugen.

Regelmäßige Schwankungen brauchen sich aber durchaus nicht auf windiges Wetter zu beschränken; sie können ebenso gut bei Windstille auftreten, wobei man ihre Entstehung meistens

auf stehende Schwingungen an der Grenze verschieden temperierter Luftschichten zurückführen wird. Welcher von den verschiedenen Fällen gerade vorliegt, läßt sich nur an Hand meteorologischer Daten angeben.

Fig. 2 gibt eine solche am 25. Mai 1907 bei sonnigem windstillen Wetter gemachte Beobachtungsreihe wieder. Die Intervalle zwischen den einzelnen Ablesungen betrugen anfangs 15, später 30 Sek. Die Schwingungsdauer der bevorzugten Wellen war ca. 6 Min.

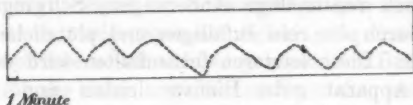


Fig. 2.

Auffallend ist hier, wie der Druck bei jeder Welle zunächst schneller, dann langsamer ansteigt, um schließlich nach Erreichen des Maximums fast linear wieder abzusinken. Da die Schwingungsdauer fast mit der, auf welche der Apparat abgestimmt war, zusammenfiel, sind die Deformationen verhältnismäßig klein, so daß man hier auch in den Einzelheiten den Gang des äußeren Luftdruckes verfolgen kann, nur wird bei diesem der Anstieg steiler, der Abfall noch flacher sein. Zur Erklärung der seltsamen Gestalt der Wellen wird man als ihre Ursache Helmholtzsche Wogen annehmen, die jedoch einen scharfen Kamm haben müßten und knapp an der Grenze des Überschlagens wären. Ähnliche Formen scheinen übrigens nicht gar zu selten zu sein, da sie sich bisher in drei unter ähnlichen Bedingungen aufgenommenen Beobachtungsreihen fanden, wenn auch nur ein einziges Mal (am selben Tag) in der gleichen fast ganz reinen Form. Bei der fortwährenden Änderung der Bedingungen darf man sich nicht wundern, daß die Schwingungsdauer nicht konstant bleibt, sondern sich fast von Welle zu Welle ändert. Wo durch weniger lebhaftere Luftbewegung die gleichmäßige Mischung nicht soweit vorgeschritten ist wie an den windigeren Tagen, werden sich natürlich diese zufälligen Abweichungen eher finden müssen. Als Beispiel mag der Vergleich der oben angeführten Beobachtungen mit den in Fig. 3 wiedergegebenen dienen.

Diese stammen vom 22. Juni 1908, einem warmen Tag, zuweilen sonnig, dann wieder fast ganz bewölkt. Es wehte ein schwaches Lüftchen, nur zeitweilig kamen stärkere Stöße. Im Gegensatz zu der früheren Reihe, die in einem im Garten stehenden offenen Häuschen aufgenommen wurde, war der Apparat bei dieser in einem Zimmer im ersten Stockwerk auf-

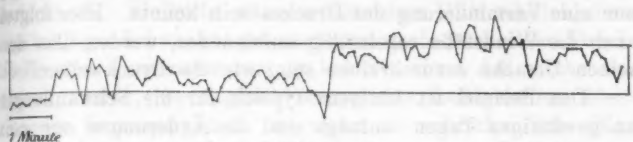


Fig. 3.

gestellt. Bei den kürzeren Wellenlängen, auf die der Apparat diesmal eingestellt war, machte sich schon der verzögernde Einfluß geschlossener Fenster geltend. Es waren da die Amplituden oft bedeutend kleiner als bei offenen, machte sich auch jedenfalls Phasenverschiebung geltend. Es wurden deshalb während der Beobachtung die Fenster stets offen gehalten.

Die Konstanten der Kapillaren waren $\alpha_1 = 0,18$ und $\alpha_2 = 0,024$, Werte, die auch dem Amplitudendiagramm Fig. 1 zugrunde liegen. Die Empfindlichkeit der Libelle war derart, daß einem Druckunterschied von 0,01 mm Quecksilber 87 Skt. entsprachen. Tausendstel Millimeter konnten also noch ganz genau abgelesen werden, selbst wenn man den Umstand berücksichtigt, daß der absperrende Flüssigkeitstropfen stets eine nicht zu vernachlässigende Trägheit besitzt, welche alle Ausschläge stark vermindert.

Die geringste Amplitudenverkleinerung (Amplitude 0,763 der tatsächlichen) trat ein bei einer Schwingungsdauer von 15 Sek., Wellen von 8—26 Sek. wurden noch annähernd gleich stark wiedergegeben.

Die Aufzeichnung zeigt nach einer Periode verhältnismäßiger Ruhe (der erste Teil ist weggelassen) regelmäßige Schwingungen von ca. 37 Sek. Ihre Amplitude beträgt, umgerechnet auf die wirklichen Luftdruckschwankungen, etwa 0,001 mm Quecksilber. Auf diese Schwankungen folgen wieder Wellen von etwas abnehmender Amplitude und Schwingungs-

dauer. Dann setzten wieder ungleichmäßigere Wellen ein, zugleich mit stärkeren Windstößen. Da deren Eintreten auch notiert wurde, konnte man konstatieren, wie jedem Anstieg des Druckes ein Windstoß vorausging. Daß jene aber nicht die dynamische Wirkung der letzteren ist, ergab sich ohne weiteres, da eine solche bei der herrschenden Windrichtung nur eine Verminderung des Druckes sein konnte. Hier folgten auch die Windstöße regelmäßig aufeinander, werden also derselben Ursache zuzuschreiben sein, wie die Druckwellen.

Das Beispiel ist übrigens typisch für die Schwankungen an gewittrigen Tagen: anfangs sind die Änderungen nur ganz geringe, dann setzt plötzlich die Unruhe ein, die dann ohne Unterbrechung andauert, auch während der einem Gewitter öfter vorangehenden Windstille.

Der Tag, an welchem die zuletzt angeführten Beobachtungen gemacht wurden, war nicht besonders windig (mittlere Stärke nach der 10 teiligen Skale 2—3). Wenn die Windgeschwindigkeit aber größer wird, so stellt sich auch eine stärkere Unruhe ein, meistens wohl als dynamische Wirkung der einzelnen Windstöße. Einen Teil einer unter solchen Umständen gemachten Aufzeichnung (vom 24. Juni 1908) gibt Fig. 4 wieder;

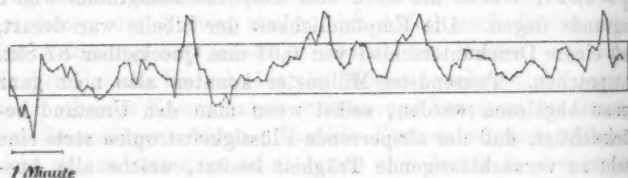


Fig. 4.

man sieht, wie zur Festlegung der hier auftretenden Druckschwankungen das Zeitintervall von 5 Sek. schon zu groß ist, daß man also für genauere Abbildung der Einzelheiten zu kontinuierlicher Registrierung greifen müßte. Die Konstanten des Apparates waren in diesem Fall die gleichen wie beim vorhergehenden. Von der Auflösung in einzelne Wellenzüge wird man aber hier absehen müssen.

Die Beispiele wurden nur angeführt, um die Verwendbarkeit des Apparates zu illustrieren. Eine ausführlichere

Darlegung der mit ihm gewonnenen Resultate wird in einiger Zeit an anderer Stelle erfolgen. Wie man sieht, entspricht der Apparat vollkommen den an ihn gestellten Forderungen und eignet sich besonders zum Aufsuchen von Wellen bestimmter Periode im Luftdruck, indem die momentanen Schwankungen ebenso unterdrückt werden, wie die langsamen Veränderungen. Vielleicht wäre es mit seiner Hilfe möglich, diese regelmäßigen Schwankungen auch dort nachzuweisen, wo Drucklibelle und Variometer versagt haben¹⁾, denn daß solche sich überall finden, wo ungleich temperierte Luftschichten übereinander hinwegstreichen, ist mehr als wahrscheinlich. Man wird es da etwa mit verschiedenen bevorzugten Perioden versuchen, denn das ist ja ohne weiteres klar, daß sie je nach der Örtlichkeit sich ändern müssen. Wieweit hierin die Anpassungsfähigkeit des Apparates geht, läßt sich nicht sofort entscheiden. Auf kürzer dauernde Wellen ist es leicht einstellbar dadurch, daß man kürzere und weitere Kapillaren nimmt; für längere Perioden wird es sich empfehlen, neben der Wahl geeigneter Kapillaren auch den Gefäßen ein größeres Volumen zu geben, da so der hier sehr leicht ins Gewicht fallende Einfluß von Temperaturänderungen herabgedrückt wird.

Übrigens wird dadurch, daß man sich vorzüglich auf eine bestimmte Periode beschränkt, auch die Genauigkeit wesentlich erhöht. Es stellt sich nämlich für schnelle Luftdruckänderungen weder bei der Toeplerschen noch bei der Hefner-Alteneckschen Konstruktion auf der offenen Seite des Manometerrohres augenblicklich der wirkliche Luftdruck ein, so daß gerade diese schnellsten Schwankungen nicht genau wiedergegeben werden. Dazu kommt noch die hier ganz bedeutend merkliche Trägheit des Flüssigkeitstropfens und seine Reibung im Rohre, beides Umstände, die im selben Sinne wirken; sie werden aber nicht mehr zu berücksichtigen sein, wenn man von der Sperrflüssigkeit nur langsame Bewegungen verlangt.

Da in der angegebenen Kombination zweier durch Kapillaren

1) Vgl. das Referat J. H. L. Flögels auf der 73. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Hamburg 1901.

dauer. Dann setzten wieder ungleichmäßigere Wellen ein, zugleich mit stärkeren Windstößen. Da deren Eintreten auch notiert wurde, konnte man konstatieren, wie jedem Anstieg des Druckes ein Windstoß vorausging. Daß jene aber nicht die dynamische Wirkung der letzteren ist, ergab sich ohne weiteres, da eine solche bei der herrschenden Windrichtung nur eine Verminderung des Druckes sein konnte. Hier folgten auch die Windstöße regelmäßig aufeinander, werden also derselben Ursache zuzuschreiben sein, wie die Druckwellen.

Das Beispiel ist übrigens typisch für die Schwankungen an gewittrigen Tagen: anfangs sind die Änderungen nur ganz geringe, dann setzt plötzlich die Unruhe ein, die dann ohne Unterbrechung andauert, auch während der einem Gewitter öfter vorangehenden Windstille.

Der Tag, an welchem die zuletzt angeführten Beobachtungen gemacht wurden, war nicht besonders windig (mittlere Stärke nach der 10 teiligen Skale 2—3). Wenn die Windgeschwindigkeit aber größer wird, so stellt sich auch eine stärkere Unruhe ein, meistens wohl als dynamische Wirkung der einzelnen Windstöße. Einen Teil einer unter solchen Umständen gemachten Aufzeichnung (vom 24. Juni 1908) gibt Fig. 4 wieder;

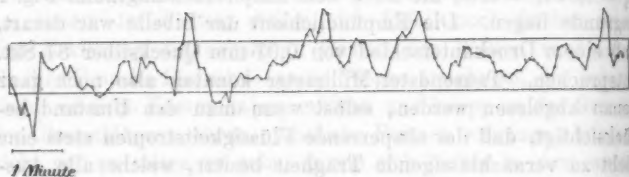


Fig. 4.

man sieht, wie zur Festlegung der hier auftretenden Druckschwankungen das Zeitintervall von 5 Sek. schon zu groß ist, daß man also für genauere Abbildung der Einzelheiten zu kontinuierlicher Registrierung greifen müßte. Die Konstanten des Apparates waren in diesem Fall die gleichen wie beim vorhergehenden. Von der Auflösung in einzelne Wellenzüge wird man aber hier absehen müssen.

Die Beispiele wurden nur angeführt, um die Verwendbarkeit des Apparates zu illustrieren. Eine ausführlichere

Darlegung der mit ihm gewonnenen Resultate wird in einiger Zeit an anderer Stelle erfolgen. Wie man sieht, entspricht der Apparat vollkommen den an ihn gestellten Forderungen und eignet sich besonders zum Aufsuchen von Wellen bestimmter Periode im Luftdruck, indem die momentanen Schwankungen ebenso unterdrückt werden, wie die langsamen Veränderungen. Vielleicht wäre es mit seiner Hilfe möglich, diese regelmäßigen Schwankungen auch dort nachzuweisen, wo Drucklibelle und Variometer versagt haben¹⁾, denn daß solche sich überall finden, wo ungleich temperierte Luftschichten übereinander hinwegstreichen, ist mehr als wahrscheinlich. Man wird es da etwa mit verschiedenen bevorzugten Perioden versuchen, denn das ist ja ohne weiteres klar, daß sie je nach der Örtlichkeit sich ändern müssen. Wieweit hierin die Anpassungsfähigkeit des Apparates geht, läßt sich nicht sofort entscheiden. Auf kürzer dauernde Wellen ist es leicht einstellbar dadurch, daß man kürzere und weitere Kapillaren nimmt; für längere Perioden wird es sich empfehlen, neben der Wahl geeigneter Kapillaren auch den Gefäßen ein größeres Volumen zu geben, da so der hier sehr leicht ins Gewicht fallende Einfluß von Temperaturänderungen herabgedrückt wird.

Übrigens wird dadurch, daß man sich vorzüglich auf eine bestimmte Periode beschränkt, auch die Genauigkeit wesentlich erhöht. Es stellt sich nämlich für schnelle Luftdruckänderungen weder bei der Toeplerschen noch bei der Hefner-Alteneckschen Konstruktion auf der offenen Seite des Manometerrohres augenblicklich der wirkliche Luftdruck ein, so daß gerade diese schnellsten Schwankungen nicht genau wiedergegeben werden. Dazu kommt noch die hier ganz bedeutend merkbare Trägheit des Flüssigkeitstropfens und seine Reibung im Rohre, beides Umstände, die im selben Sinne wirken; sie werden aber nicht mehr zu berücksichtigen sein, wenn man von der Sperrflüssigkeit nur langsame Bewegungen verlangt.

Da in der angegebenen Kombination zweier durch Kapillaren

1) Vgl. das Referat J. H. L. Flögels auf der 73. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Hamburg 1901.

mit der Außenluft in Verbindung stehender Luftvolumina das letztere der Fall ist, geben die damit gemachten Beobachtungen, richtig gelesen, den Gang des Luftdruckes genauer, als es mit Hilfe der anderen Apparate möglich ist. Es können daneben noch Fälle vorkommen, in denen ausdrücklich nach bestimmten Luftdruckwellen gesucht wird, und hier vermag das dargelegte Prinzip wesentliche Dienste zu leisten. Eine mit geringen Abänderungen leicht durchzuführende Anwendung desselben auf andere Gebiete, wo in ähnlicher Weise der zeitliche Verlauf eines Elementes verfolgt wird, ist schon in Angriff genommen.

Wien, K. K. Zentralanstalt für Meteorol. u. Geodynamik.

(Eingegangen 3. August 1908.)

5. *Dielektrische Untersuchungen an Glimmer; von Ernst Mattenklodt.*

(Auszug aus der Dissertation des Verfassers. Greifswald 1908.)

Das Ziel der folgenden Arbeit ist in erster Linie, den Einfluß hoher Feldstärken auf die Dielektrizität des Glimmers zu untersuchen. Es ist noch immer eine offene Frage, ob man das Verhalten der Dielektrika in eine Parallele stellen kann zu dem der ferromagnetischen Körper oder nicht. Der große Wert der meisten Dielektrizitätskonstanten könnte zu der Ansicht geneigt machen, daß ein solcher Parallelismus bestehe. Aber noch niemals ist es gelungen, zu beweisen, daß es eine echte dielektrische Hysteresis gibt und daß die Dielektrizität von der Feldstärke abhängig ist. Bei den ferromagnetischen Körpern stehen jedenfalls die Hysteresis und die Veränderlichkeit der Permeabilität mit der Feldstärke in einem ursächlichen Zusammenhang, und es wäre deswegen schon viel gewonnen, wenn man für das Verhalten der Dielektrika die eine der beiden angedeuteten Fragen lösen könnte. Es ist nun jedenfalls sehr schwer zu entscheiden, ob die Erscheinung der elektrischen Nachwirkung auf einer echten dielektrischen (viskosen) Hysteresis beruht, oder ob sie durch eingesprengte Inhomogenitäten bedingt ist. Es ist deshalb aussichtsvoller an die Untersuchung der anderen Frage heranzugehen, nämlich der Frage nach der Abhängigkeit der Dielektrizität von der Feldstärke. Als Material für diese Untersuchungen wählte ich Glimmer (Muskovit), weil er ein chemisch ziemlich einheitlicher, wohl definierter Körper ist.

Außerdem wurde dann auch der Einfluß der Temperatur auf die Dielektrizität untersucht. Hierüber liegen zwei Arbeiten vor, die durchaus widersprechende Resultate ergeben haben. Im Jahre 1890 bestimmte W. Cassie¹⁾ die Dielektrizitäts-

1) W. Cassie, Phil. Trans. of the Royal Soc. London 181 A. p. 1 bis 17. 1890.

konstanten einiger fester und flüssiger Dielektrika bei verschiedenen Temperaturen; die festen Körper waren: Glas, Ebonit, Glimmer. Er wandte die Maxwellsche Methode an, bei welcher der Kondensator mit einem Stimmgabelumschalter in dem einen Zweig der Wheatstoneschen Brückenkombination liegt. Der benutzte Glimmerkondensator bestand aus 22 Platten von Muskovit von 0,1—0,25 mm Dicke mit zwischengelegten dünnen Stanniolblättern. Er wurde durch eine plane Eisenplatte, die noch durch ein Gewicht beschwert war, etwas zusammengedrückt. Cassie beobachtete bis zu einer Temperatur von 112°C . und fand eine Zunahme der Dielektrizitätskonstante mit wachsender Temperatur. Diese Änderung sollte bei 110° schon mehr als 5 Proz. betragen. Ein Gleiches fand er übrigens auch bei Ebonit und Glas.

Im folgenden Jahre untersuchte Bouty¹⁾ die dielektrischen Eigenschaften des Glimmers nach mehreren Richtungen hin. Seine Kondensatoren bestanden aus versilberten Glimmerplatten von 14—100 Mikron Dicke. Er erhitzte bis zu Temperaturen von mehr als 300°C . und fand im vollständigen Gegensatz zu Cassie auch bei diesen starken Temperaturänderungen keine Veränderung der Dielektrizitätskonstante, die 2 Proz. erreicht hätte.

Schließlich bestimmte ich auch die Dielektrizitätskonstante des Glimmers selber, für die verschiedene Forscher mehrfach nicht unerheblich voneinander abweichende Werte gefunden haben.

I. Dielektrizität bei verschiedenen Feldstärken.

1. Es wurde eine Wheatstonesche Brückenordnung benutzt, die mit Wechselstrom aus einem kleinen Induktionsapparat mit Saitenunterbrecher gespeist wurde. In der Brücke lag ein Saitengalvanometer, dessen Saite möglichst auf den Ton des Unterbrechers abgestimmt war. Zwei Zweige der Kombination wurden durch die miteinander zu vergleichenden Glimmerkondensatoren gebildet, die möglichst wenig voneinander verschieden waren. Die beiden anderen Zweige bestanden aus Vergleichswiderständen.

1) E. M. L. Bouty, Ann. de chim. et phys. (6) 21. p. 394. 1891.

Um in den Glimmerkondensatoren beliebig starke Felder hervorrufen zu können, wurden sie aus zwei hintereinander geschalteten Einzelkondensatoren zusammengesetzt. Die Verbindung konnte bald mit der Erde, bald mit einer Influenzmaschine in Kontakt gebracht werden (vgl. Fig. 1: C, D);

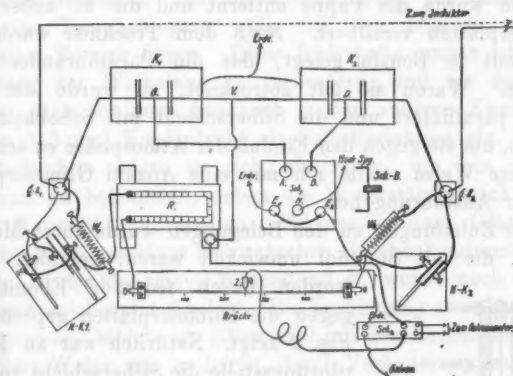


Fig. 1.

während der Messungen selber, waren sie gut isoliert. Die ihr von der Influenzmaschine mitgeteilten Ladungen blieben lange Zeit fast völlig erhalten, da für sehr gute Isolation gesorgt war.

Glimmerkondensatoren.

2. Nach den Erfahrungen von Bouty kann man mit Stanniolbelegungen keine unzweideutigen Resultate erlangen. Es liegt das wohl auch auf der Hand, da es unmöglich ist, zwischen Stanniol und Glimmer einen absolut genauen Kontakt zu bekommen. Ich benutzte deswegen nur Silberbelegungen. Die benutzten Glimmerplatten waren von „Landsberg & Ollendorf, Frankfurt a. M.“, bezogen. Ich wählte aus einer größeren Zahl die besten aus, die am wenigsten Blasen und Risse zeigten und überall gleichmäßig durchsichtig waren. Sie hatten eine Größe von 10×10 cm und eine durchschnittliche Dicke von 0,05 mm. Die Belegung stellte ich durch Ver Silberung nach dem Rezept von Böttger her. Etwas Schwierigkeit machte die Herstellung des isolierenden Randes. Am besten

bewährte sich schließlich noch das folgende Verfahren: Ich schnitt mir ein Stück Pappe von der Größe der beabsichtigten Belegung (8×8 cm), legte sie so auf die zu versilbernde Glimmerplatte, daß ein Rand von 1 cm frei blieb, und tauchte nun die Ränder bis zur Pappe in flüssiges Paraffin. Nach dem Erkalten wurde die Pappe entfernt und die so zubereiteten Glimmerplatten versilbert. Nach dem Trocknen wurden sie wiederholt in Benzin gelegt, das die Paraffinränder leicht auflöste. Waren sie gut getrocknet, so wurde der Rand wieder paraffiniert und die Silberschicht mit Schellack überstrichen, um sie gegen den Einfluß der Atmosphäre zu schützen. Auf diese Weise stellte ich mir eine Anzahl Glimmerplatten in guter Ausführung her.

Die Zuleitungen zu den Belegungen wurde durch Messingplatten, die mit Stanniol umwickelt waren, gebildet. Diese

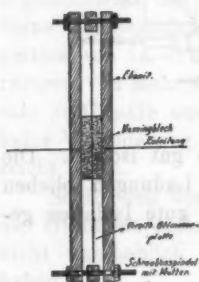


Fig. 2.

wurden durch federnde Ebonitleisten gegen die Glimmerplatten gepreßt, wie Fig. 2 zeigt. Natürlich war an der Berührungsstelle die Silberschicht von dem Schellacküberzug befreit. An die Messingplatten waren Drahtzuleitungen angelötet. Mit diesen Kondensatoren wurden zwei Reihen von Versuchen angestellt. Bei der ersten Reihe befanden sie sich in einem Kasten, dessen Luft durch P_2O_5 möglichst gut getrocknet war. Bei der zweiten Reihe wurden sie

in einem mit Paraffinöl gefüllten Zinkkasten hineingehängt, und zwar waren sie nur an dem Deckel befestigt, der aus einer Paraffinplatte bestand, so daß die Isolation sehr gut war.

Der Meßapparat.

3. Die benutzte Schaltung ist aus Fig. 1 ersichtlich. Die Vergleichswiderstände W_1 und W_2 bildeten zwei Spulen aus doppelt mit Seide umsponnenen Nickelindraht von 0,15 mm Dicke, die nach der Methode von Chaperon gewickelt waren. Die einzelnen Lagen und Windungen wurden durch sorgfältiges Bestreichen mit heißem Paraffin voneinander isoliert. Der eine

Widerstand betrug 5600 Ohm, der andere 5450 Ohm. Um zu prüfen, ob die Spulen einigermaßen frei von Selbstinduktion wären, schob ich eine Galvanometerspule aus sehr vielen Windungen eines dünnen Drahtes, die durch ein Telephon geschlossen war, über sie und leitete den Strom des Induktionsapparates hindurch. Bei der Untersuchung der einen Spule blieb das Telephon ganz still, bei der anderen war ein schwacher Ton zu hören. Diese fehlerhafte suchte ich durch Änderung der Wickelung zu verbessern, und als das nicht gelang, fügte ich zum Ausgleich in den anderen Zweig einen dünnen (0,5 mm) Kupferdraht als Selbstinduktion ein.

Außerdem zeigte es sich als nötig, um ein scharfes Minimum zu bekommen, neben die Widerstände noch je eine kleine Kapazität zu schalten. Es wurden dazu Glasplattenkondensatoren von einer Nernstschen Brückenkombination verwandt. Hinter den einen Widerstand W_1 wurde noch ein Präzisionsstöpselrheostat R gelegt. Die Verbindung zwischen beiden Widerständen bildete ein Rheochord mit dem Schiebekontakt Z . Auf diese Weise war es leicht, durch Veränderung von R und Verschiebung von Z auf das Minimum zu kommen. Der Draht des Rheochords hatte eine Länge von 50 cm und einen Widerstand von 6,6 Ohm, also war der Widerstand eines Zentimeters 0,132 Ohm. Es wurde sorgfältig darauf geachtet, daß alle Widerstände und ebenfalls die nebengeschlossenen Kondensatoren gut von der Erde isoliert waren.

Der Wechselstrom wurde einem Induktionsapparat mit Saitenunterbrecher entnommen. Es war dabei durch eine Vorrichtung, die in meiner Dissertation ausführlich beschrieben ist, dafür gesorgt, daß der Strom nicht durch die Saite floß. Infolgedessen blieb die Spannung der Saite lange Zeit konstant und, wie man sich durch Vergleich mit einer Stimmgabel überzeugen konnte, auch die Schwingungszahl. Es war dies wichtig, weil nur auf diese Weise die Resonanz mit der Saite des Einthovenschen Galvanometers erhalten bleiben konnte.

Dieses Galvanometer war in der Werkstatt des Greifswalder Institutes hergestellt, unter Zuhilfenahme eines Edelmannschen Elektromagneten. Die Saite bestand aus einem feinen Wollastondraht von ca. 4 Mikron Dicke. Die Methode, nach der diese Saite eingezogen und gespannt wurde, ist eben-

falls in der Dissertation geschildert. Mit dem Wollastondraht ist die Empfindlichkeit für Stromstärken allerdings nicht so sehr groß; aber es kommt bei der Brückenkombination wesentlich mit darauf an, daß der Widerstand der Brücke nicht zu groß ist, und deswegen zog ich den Wollastondraht einem Quarzfaden vor. Sein Widerstand betrug etwa 400 Ohm. Ein weiterer Vorzug des Wollastondrahtes war der, daß er relativ leicht zu ersetzen war, und es kam namentlich zu Beginn der Messungen sehr häufig vor, daß er riß. Sehr verhängnisvoll war der mit dem Anlegen der hohen Spannung stets verbundene Stromstoß. Es zeigte sich, daß das Saitengalvanometer, wenn die hohe Spannung angelegt wurde, nicht nur von der Brückenkombination, sondern auch von der Erdleitung isoliert werden mußte, wollte man den Faden erhalten. Während der Messungen selber war er auf einer Seite mit der Erde verbunden, um elektrostatische Ladungen zu vermeiden. Um die nötigen Schaltungen bequem ausführen zu können, wurde ein besonderer Paraffinschalter Sch_1 (Fig. 1) verwendet.

Die hohe Spannung wurde mit einer von einem Elektromotor getriebenen Holtzschen Elektrisiermaschine gewonnen, deren Polen ein Glasplattenkondensator nebengeschaltet war. Um die Spannung bequem zu regulieren, wurden beide Pole durch einen Amylalkoholwiderstand von veränderlicher Länge geschlossen. Die eine Seite dieses Widerstandes lag an Erde, die andere war mit dem Napf H in dem Schalter Sch_1 in Fig. 1 verbunden. An dieser letzten Leitung lag ein Braunsch'sches Elektrometer, das ich mit einer Funkenstrecke geeicht hatte. Da es sich zeigte, daß einzelne Glimmerplatten schon bei 5000 Volt durchschlagen wurden, war die höchste Spannung, die ich anwandte, 3000 Volt.

Genauigkeit.

4. Man konnte noch äußerst geringe Schwingungen der Saite daran erkennen, daß das Bild unter ihrem Einfluß unscharf zu werden schien, selbst wenn es unmöglich war, noch die Größe des Ausschlages anzugeben. In der Minimumstellung erschien die Saite absolut scharf, genau wie wenn das Galvanometer überhaupt nicht angeschlossen wäre. Ich verfuhr meistens so, daß ich den Schieber des Rheochords soweit nach den beiden

Seiten des Minimums verschob, daß das Bild der Saite gerade anfang, unscharf zu werden. Das Mittel dieser beiden Stellungen des Schiebers wurde als die gesuchte Minimumstellung angenommen. Es mögen zwei beliebig herausgegriffene Beispiele folgen:

1. Rheostat: 285 Ohm.

Grenzpunkte:	Mittel:
190 380	285
200 380	290
200 370	285
200 380	290
210 380	295
Ruhelage: 289	

2. Rheostat: 292 Ohm.

Grenzpunkte:	Mittel:
200 265	233
195 265	235
195 260	228
195 260	228
200 255	230
205 260	233
210 250	230
210 250	230

Ruhelage: 231

Wie man sieht, betragen die Abweichungen vom Mittel weniger als 5 mm, d. h. 0,066 Ohm. Diese maximale Abweichung würde einer Fehlergrenze von etwa $2,4 \cdot 10^{-5}$ entsprechen. Man kann demnach sagen, daß die Einstellung auf etwa $\frac{1}{100}$ Promille (d. h. 10^{-5}) genau war.

Erste Messungsreihe.

5. Wie schon oben erwähnt, wurden die beabsichtigten Messungen zuerst ausgeführt, während sich die Glimmerkondensatoren in Luft befanden. Da zu befürchten war, daß bei den hohen Feldstärken eine gleitende Entladung an den Rändern der Belegungen stattfinden könne, durch die eine Verbreiterung der leitenden Schicht auf dem Glimmer und damit eine Vergrößerung der Kapazität bewirkt würde, wurden die Meßkondensatoren in Zinkkästen gehängt, in denen die Luft durch P_2O_5 getrocknet wurde, um die Gleitentladung möglichst herabzusetzen.

Die hohen Spannungen wurden jedesmal nur auf einer Seite angelegt, und zwar so, daß man stufenweise bis zu einem größten Wert (ca. 3000 Volt) aufstieg und darauf wieder stufenweise zurückging. Das Induktorium blieb während der ganzen Zeit in Tätigkeit. Der Länge der Beobachtungsreihe war durch die Erwärmung der Induktionsspule deshalb

eine Grenze gesetzt. Aus den Beobachtungswerten wurde nun (unter der Annahme, daß sich in den Widerständen nichts geändert hatte) die relative Kapazitätsänderung dC/C berechnet, wo C die ganze Kapazität und dC die Änderung bedeutet. Dieses dC/C ist in den beigefügten Kurven als Funktion der Spannung in einem Koordinatensystem eingetragen.

Zwei Beispiele geben Fig. 3 und 4. Fig. 3 stellt einen Versuch dar, bei welchem ich die Spannung dreimal hintereinander ohne Pause auf- und absteigen ließ. Man sieht, daß

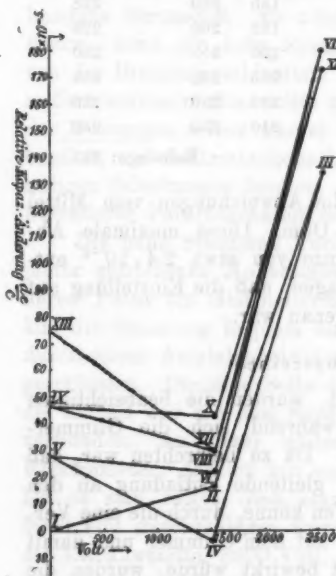


Fig. 3. Rechter Kondensator.

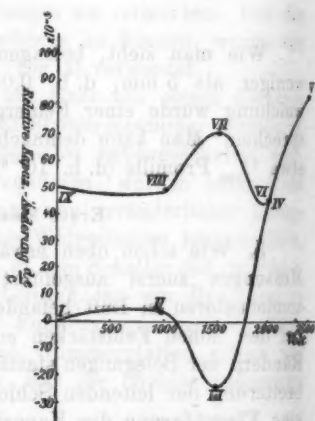


Fig. 4. Linker Kondensator.

die Kapazität bei diesem mehrfachen Wechsel im allgemeinen für alle Spannungen nach und nach zunimmt. Der Zuwachs für 2500 Volt beträgt 1,3, 1,7, 1,8 Promille, also im Mittel 1,5 Promille. Die Dauer dieses ganzen Versuches war 45 Min. Ähnliche Kurven, wie die in Fig. 3 dargestellte, bekam man auch bei mehreren anderen Versuchen, bei denen der rechte Kondensator geladen wurde; jedoch war der bei der höchsten

Spannung von 2500 Volt erreichte Maximalwert jedesmal ein ganz anderer. Der Versuch, bei dem die Änderung am kleinsten war, ergab 0,75 Promille; im Gegensatz hierzu wurde als größter Wert 3,3 Promille beobachtet.

Fig. 4, die einen Versuch darstellt, bei dem der linke Kondensator geladen wurde, zeigt wieder ein ganz anderes Bild. Während die mit dem rechten Kondensator aufgenommenen Kurven im allgemeinen eine eigentümliche Schleifenform hatten (vgl. Fig. 3), zeigte sich hier nur ein Anwachsen der Kapazität, als die hohe Spannung angelegt wurde (und zwar auf 0,85 Promille bei 2500 Volt), aber beim Entfernen der Spannung ging die Kapazität kaum zurück. Ein ähnliches Resultat ergab auch ein anderer Versuch mit dem linken Kondensator.

Aus diesen Beobachtungen ist ein regelmäßiger Einfluß der Spannung auf die Kapazität nicht zu erkennen. Die kolossalen Schwankungen in den erreichten Zwischen- und Maximalwerten weisen darauf hin, daß die Ursachen der Kapazitätsschwankungen auf zufälligen Änderungen beruhen, die mit den hohen Spannungen zusammenhängen. Die wahrscheinlichste Erklärung schien mir zu sein, daß auch in der sorgfältig getrockneten Luft die hohe Spannung noch eine Vergrößerung der leitenden Bewegung bewirkte.

Zweite Versuchsreihe.

6. Um die beobachteten Störungen zu beseitigen, füllte ich die Zinkkästen, in denen sich die Kondensatoren befanden, mit Paraffinöl. Als ich darauf die Kurven der Dielektrizitätskonstanten in derselben Weise, wie sie im vorigen Abschnitt beschrieben sind, aufnahm (und zwar erteilte ich dem rechten Kondensator die hohe Spannung), bekam ich ganz ähnliche Schleifen, aber die Änderungen der Kapazität waren sehr viel kleiner, wie die früher beobachteten. Zwei Beispiele sind in Fig. 5 und 6 gegeben. In der Kurve 5 ist die Änderung besonders stark; die Abweichung vom Anfangswert beträgt aber doch nur 0,4 Promille. Die Kurve 6 ist noch wesentlich günstiger. Außerdem sieht man an diesen beiden Figuren, daß die Vergrößerung der Kapazität, die durch das Anlegen der hohen Spannung einmal hervorgebracht war, beim Zurück-

gehen fast ungeändert blieb. Man wird hieraus schließen müssen, daß das Paraffinöl jene Oberflächenleitung, die in der Luft das starke Anwachsen der Kapazität zur Folge hatte,

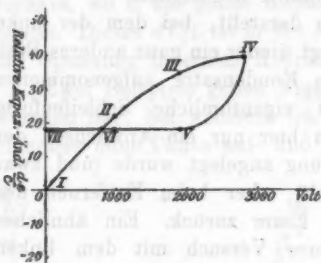


Fig. 5.

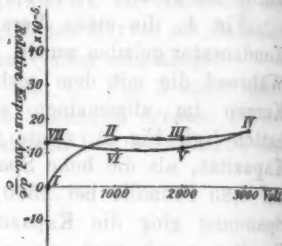


Fig. 6.

zwar zum größten Teil verhindert, aber doch nicht ganz vollständig. Um von dieser Fehlerquelle unabhängig zu werden, modifizierte ich die Methode ein wenig.

Ich ließ das Induktorium möglichst lange in Tätigkeit und beobachtete die Einstellung bald mit, bald ohne Spannung in möglichst häufigem Wechsel. Die erhaltenen Werte trug

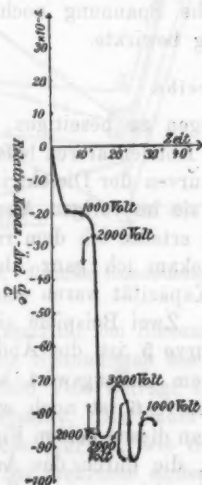


Fig. 7.

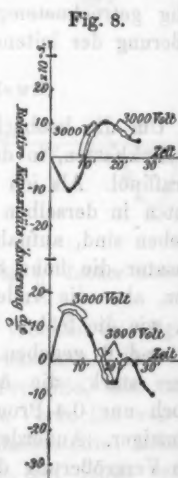


Fig. 9.

ich dann als Funktion der Zeit auf. Beispiele für die so gewonnenen Kurven sind Figg. 7, 8, 9.

Die Temperaturunterschiede zwischen den beiden Meßkondensatoren waren bei allen diesen Versuchen sehr klein und fast konstant (ca. 1°C).

Betrachtet man die Kurven VII, VIII, IX, so sieht man, daß bei einer Spannung von 3000 Volt, d. h. einer Feldstärke von 600000 Volt/cm, keine Kapazitätsänderung eintritt, die den Wert 10^{-5} überschreitet.

Diese Größenordnung ist nicht mehr weit von derjenigen entfernt, die ein aus der Elektrostriktion zu erwartender Effekt haben würde. Nimmt man die wirkende Spannung gleich 3000 Volt an, die Dielektrizitätskonstante des Glimmers als 7 und seinen Elektrizitätsmodul als 600000 kg/cm², so würde die relative Kapazitätsänderung infolge der Elektrostriktion (durch die Anziehungskraft der beiden Belegungen) von der Größenordnung 10^{-6} sein.

Der Rand der Belegungen.

7. Nach Beendigung aller Kapazitätssmessungen untersuchte ich den Rand der Silberschicht mit dem Mikroskop. Er hatte ein schaumiges Aussehen; die schlechte Zone war ungefähr 0,1 mm breit, stellenweise sogar mehrere Zehntel-millimeter. Hierin finden die an allen Kurven auftretenden Unregelmäßigkeiten eine genügende Erklärung. Wenn auch das umgebende Paraffinöl die Abgrenzung der leitenden Fläche verbessert, so konnte es doch nicht ganz verhindern, daß zu Teilen dieser schaumigen Randzone gelegentlich leitende Brücken gebildet und wieder zerstört wurden. Infolgedessen traten die unregelmäßigen Kapazitätsänderungen auf, die alle aufgenommenen Kurven zeigen. Man müßte die Ränder vollkommen scharf machen, um diese Störungen zu vermeiden. Bei der im Abschnitt 2 beschriebenen Herstellungsmethode der silbernen Belegung ist die Silberlösung offenbar an der Grenze des schützenden Paraffinüberzuges in ganz dünner Schicht zwischen diesen und den Glimmer eingedrungen und hat so die beobachtete schaumige Zone gebildet.

II. Temperaturkoeffizient.

8. Um den Einfluß der Temperatur auf die Dielektrizität zu ermitteln, stellte ich beide Kästen mit den Meßkondensatoren in Ölbäder. Diese konnten durch einen Thermostat auf konstanter Temperatur gehalten werden. Mit Thermometern von $\frac{1}{2}$ Gradeinteilung wurden die Temperaturen in den Kästen gemessen. War der gewünschte Wärmegrad erreicht, so wurde noch einige Zeit (oft einige Stunden) gewartet, um vollkommen sicher zu sein, daß die Kondensatoren die Temperatur des Bades angenommen hatten. Vorläufige Messungen ergaben scheinbare Änderungen der Kapazität mit der Temperatur. Doch wurden diese Änderungen auch für ein und denselben Kondensator bei verschiedenen Versuchen sehr verschieden groß gefunden, im Verhältnis 1 : 2 bis 1 : 3, und zwischen den für die verschiedenen Kondensatoren gemessenen Zahlen war vollends überhaupt keine Übereinstimmung wahrzunehmen. Im allgemeinen war die Erwärmung von einer Vergrößerung der Kapazität begleitet, in einem Falle auch mit einer Verkleinerung. Um zu entscheiden, ob die beobachteten Änderungen nicht vielleicht ebenso wie die vorher erwähnten lediglich durch unregelmäßige Vorgänge in der schäumigen Randzone bedingt seien, oder ob wirklich ein Temperaturkoeffizient zu konstatieren wäre, machte ich Dauerbeobachtungen. Leider wurden diese letzten Beobachtungen dadurch etwas erschwert, daß der eine in Abschnitt 3 beschriebene Nickelwiderstand, der inzwischen schadhaft geworden war, entfernt werden mußte. Statt seiner wurde in dem oben erwähnten Präzisionsrheostaten R 5600 Ohm eingeschaltet. Nun erhitzte sich aber der in Paraffin eingebettete Nickelwiderstand beim Stromdurchgang stark und veränderte sich erheblich, während der Stöpselrheostat konstant blieb. Man konnte aus diesem Grunde den Strom nicht längere Zeit hindurchgehen lassen. Es wurde deswegen in der Weise beobachtet, daß der Induktor jedesmal nur ganz kurz eingeschaltet wurde, gerade so lange als es nötig war, den Gleichgewichtspunkt auf dem Rheochord festzustellen. Es war möglich, das sehr rasch und sicher auszuführen, weil inzwischen das Saitengalvanometer durch Einziehen einer feineren Saite noch etwas

empfindlicher gemacht worden war. Verglichen wurden nur zwei einzelne der Kondensatoren und zwar die später mit III und V bezeichneten. Die Beobachtungen geschahen so, daß

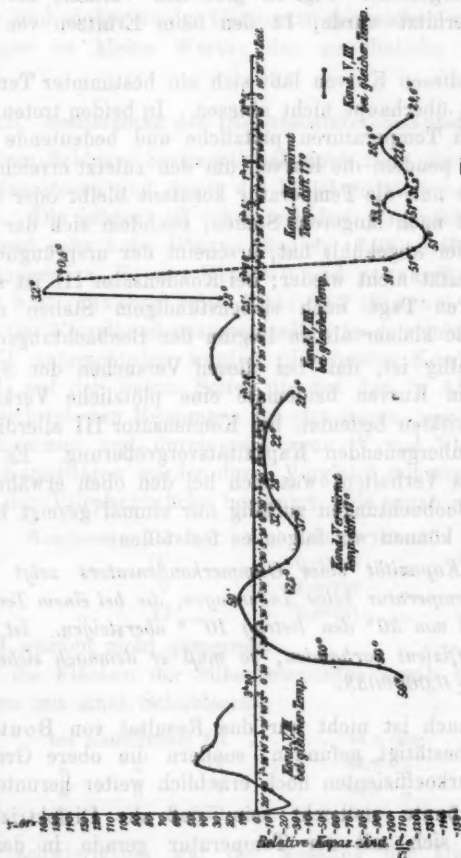


Fig. 11.

Fig. 10.

zuerst mehrere Einstellungen bei gleicher Temperatur (stets mit Pausen von mindestens 10 Min.) gemacht wurden. Darauf wurde der eine Kondensator auf 50° erhitzt und einige Stunden auf dieser Temperatur erhalten. Dann wurde wieder zu messen

begonnen, und die Messungen wurden fortgesetzt, während sich der erhitzte Kondensator nach und nach wieder abkühlte. Die Beobachtungen sind als Funktionen der Zeit in Fig. 10 und 11 dargestellt. Fig. 10 gibt den Verlauf, als Kondensator V erhitzt wurde, 11 den beim Erhitzen von Kondensator III.

Aus diesen Kurven läßt sich ein bestimmter Temperaturkoeffizient überhaupt nicht ablesen. In beiden treten während der hohen Temperaturen plötzliche und bedeutende Sprünge ein; dann pendeln die Kurven um den zuletzt erreichten Wert herum, ob nun die Temperatur konstant bleibt oder abnimmt, und selbst nach längerem Stehen, nachdem sich der Kondensator wieder abgekühlt hat, erscheint der ursprüngliche Wert der Kapazität nicht wieder; bei Kondensator III ist sie selbst am anderen Tage nach siebenstündigem Stehen noch um $\frac{3}{4}$ Promille kleiner als zu Beginn der Beobachtungsreihe.

Auffällig ist, daß bei diesen Versuchen der Sprung in den beiden Kurven beidemale eine plötzliche Verkleinerung der Kapazitäten bedeutet, bei Kondensator III allerdings nach einer vorübergehenden Kapazitätsvergrößerung. Es ist das gerade das Verhalten, was sich bei den oben erwähnten vorläufigen Beobachtungen zufällig nur einmal gezeigt hat. Mit Sicherheit können wir folgendes feststellen:

Die Kapazität eines Glimmerkondensators zeigt bei veränderter Temperatur keine Änderungen, die bei einem Temperaturunterschied von 30° den Betrag 10^{-4} übersteigen. Ist ein Temperaturkoeffizient vorhanden, so muß er demnach sicher kleiner sein als $\pm 0,0000033$.

Demnach ist nicht nur das Resultat von Bouty¹⁾ vollkommen bestätigt gefunden, sondern die obere Grenze des Temperaturkoeffizienten noch erheblich weiter heruntersgesetzt.

Es könnte vielleicht sein, daß die Dielektrizität des Glimmers sich mit der Temperatur gerade in der Weise ändert, daß sie die Kapazitätsänderung infolge der thermischen Ausdehnung wenigstens zum Teil kompensiert. Es würde dies der Clausius-Mosottischen Auffassung entsprechen.

1) E. M. L. Bouty, Ann. de chem. et phys. (6) 21. p. 394. 1891.

Über die Größe dieser Änderung läßt sich aber nichts Bestimmtes sagen, da die Ausdehnungskoeffizienten des Glimmers noch nicht bestimmt worden sind. Jedenfalls wäre ein Ausdehnungskoeffizient von der Größe 0,0000033 sehr klein; nur Porzellan und einige wenige Glassorten (abgesehen von Quarzglas) zeigen so kleine Werte; das gewöhnliche Glas hat 0,000008.

III. Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten.

9. Zum Schlusse bestimmte ich auch noch die Kapazität der Kondensatoren und damit die Dielektrizitätskonstante des Glimmers. Die letztere ist schon mehrfach festgestellt worden. Bouty fand sehr hohe Werte, nämlich: 7,98; 8,43. Neuere Beobachtungen, z. B. von Elsass¹⁾ und Starke²⁾, ergaben: 5,66 und 5,97 (Elsass); 5,80; 5,84; 6,62 (Starke).

Die vier Einzelkondensatoren sollen im folgenden als III, IV, V, VI unterschieden werden (die beiden Kondensatoren (I und II) auf der linken Seite, die bei den in Abschnitt 5 und 6 beschriebenen Messungen benutzt waren, wurden später herausgenommen und durch zwei neue (V und VI) ersetzt).

Die Kapazitäten wurden durch Vergleich mit einem Mikrofarad in der Telephonbrücke bestimmt. Es ergab sich:

Kondensator III	0,00827 Mikrof.
„ IV	0,00740 „
„ V	0,00790 „
„ VI	0,00931 „

(I und II wurden nicht gemessen).

Für die Flächen der Silberbelegungen ergab sich durch Anmessen mit einer Schubleere:

bei Kondensator III	58,8 qcm
„ „ IV	64,0 „
„ „ V	64,8 „
„ „ VI	66,1 „

Am schwierigsten war die Messung der Dicke. Das Sphärometer gibt sehr unsichere Resultate, da gewöhnlich zwischen der unterliegenden Platte und dem Glimmerblatt

1) A. Elsass, Wied. Ann. 44. p. 654. 1891.

2) H. Starke, Wied. Ann. 60. p. 629. 1897.

noch eine dünne Luftschicht bleibt. Man kann nur solche Beobachtungen gebrauchen, bei denen man die Newtonschen Ringe um die Sphärometerspitze herum sieht. Aber dann ist es wieder leicht möglich, daß die Spitze in den weichen Glimmer eindringt. Ich wandte deswegen eine optische Methode an.

Ich ließ das Licht einer Bogenlampe von einer Stelle der Glimmerplatte, die durch ein Loch in einem Papierblatt abgegrenzt wurde, in einen Spektralapparat reflektieren. Das Licht wird an den beiden Grenzflächen der Platte zurückgeworfen, und es entsteht infolge der Interferenz eine gleichmäßige Schraffierung des Spektrums (Talbotsche Streifen). Zwischen zwei bestimmten Lichtwellenlängen (λ_1 und λ_2) zählte ich die Zahl der schwarzen Streifen. Aus dem Einfallswinkel α , dem Brechungsexponenten n für Glimmer und die Zahl der Streifen N läßt sich dann die Dicke d der Platte berechnen:

$$d = \frac{1}{2n^2} \cdot N \cdot \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}.$$

Der Einfallswinkel des Lichtes war:

$$\alpha = 4,5^\circ.$$

Der Brechungsexponent des Glimmers (Durchschnittswert zwischen den beiden Brechungsexponenten der parallel zur Oberfläche schwingenden Strahlen) ergab sich, mit einem Abbeschen Refraktometer gemessen, als:

$$n = 1,595 \text{ (für Na-Licht).}$$

Also ist:

$$\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = 1,593.$$

Diese Messungen machte ich an vier gleichmäßig über die Platten verteilten Stellen. In der folgenden Tabelle sind die Resultate zusammengestellt:

Nr. der Platte	λ_1	λ_2	N	d in Mikron
V	623	527	51	53,37
	625	528	50	53,26
	623	528	44	47,70
	624	528	52	55,88
				52,1

Nr. der Platte	λ_1	λ_2	N	d in Mikron
VI	623	528	40	43,36
	623	527	40	42,83
	626	528	42	45,19
	625	528	42	44,74
III	629	527	45	48,19
	621	527	45	49,05
	621	528	44	48,57
	621	527	44	47,96
IV	623	527	52	55,68
	624	528	50	52,50
	623	528	51	55,29
	624	528	51	53,55

Aus diesen Messungen berechnet sich die Dielektrizitätskonstante

für V zu $k = 7,18$

„ VI „ $k = 7,06$

„ III „ $k = 7,69$

„ IV „ $k = 7,09$

Diese Werte sind größer als die von Elsass und Starke gemessenen. Ich glaube nicht, daß dies an irgendwelchen Ungenauigkeiten liegt. Meine Messungen ließen einen Fehler von nicht viel mehr als 2 Proz. erwarten. Wahrscheinlich kann der Glimmer mit wechselnder chemischer Zusammensetzung (Wassergehalt) auch verschiedene Dielektrizitätskonstanten haben. So wird sich auch wohl der Unterschied der für III gemessenen Dielektrizität ($k = 7,7$) von den übrigen Werten ($k = 7,1$) erklären.

Resultate.

1. Die Dielektrizität des Glimmers erfährt bei Anwendung sehr hoher Feldstärken bis zu 600000 Volt/cm keine bemerkbare Änderung. Jedenfalls ist diese Änderung kleiner als der 10^{5te} Teil ihres Wertes. Demnach ist das dielektrische Verhalten des Glimmers nicht in Parallele zu stellen mit dem magnetischen des Eisens, und es ist auch als ausgeschlossen zu betrachten, daß er eine echte dielektrische Hysteresis zeigt,

weil diese mit der Konstanz der Dielektrizität unvereinbar wäre.

2. Ein von 0 verschiedener Temperaturkoeffizient ließ sich auch bei Anwendung eines Temperaturunterschiedes von 30° C. und einer Genauigkeit von 10^{-4} nicht nachweisen.

3. Die Dielektrizitätskonstante des Glimmers kann recht verschieden sein; wahrscheinlich sind Änderungen in der chemischen Zusammensetzung (z. B. des Wassergehaltes) von großem Einfluß. Die von mir untersuchten Glimmerplatten zeigten Werte von 7,1 und 7,7, welche zwischen den großen von Bouty gefundenen und den kleinen von Elsass und Starke gemessenen Zahlen liegen.

Die Unabhängigkeit der Dielektrizität des Glimmers sowohl von Feldstärke als auch von Temperatur machen ihn zusammen mit den von Bouty nachgewiesenen günstigen Eigenschaften (geringe elektrische Nachwirkung) besonders geeignet für die Herstellung von Normalkondensatoren. Jedoch können unscharfe, schaumige Ränder der Silberbelegung die Konstanz der Kapazität sehr beeinträchtigen.

Diese Arbeit wurde im physikalischen Institut zu Greifswald angefertigt. Besonderen Dank schulde ich Hrn. Prof. Dr. G. Mie, auf dessen Veranlassung ich die Arbeit unternahm, für seine zahlreichen Beweise des Wohlwollens und des Interesses für meine Arbeit. Ferner danke ich auch Hrn. Dr. Herweg herzlichst für seine Unterstützung.

(Eingegangen 8. August 1908.)

**6. Wirkungsbereich und Absorption
der α -Strahlen. Mit einem Anhang: Über die
von den α -Teilchen erzeugte Sekundärstrahlung;
von E. Aschkinass.**

Die α -Strahlen der radioaktiven Stoffe erleiden beim Durchgang durch materielle Substanzen einen Geschwindigkeitsverlust, der mit zunehmender Dicke der durchstrahlten Schicht allmählich größer wird. Ihr Ionisierungsvermögen nimmt jedoch nicht etwa gleichmäßig ab, wenn die Länge des Strahlenweges in dem betreffenden Medium von Null an wächst, sondern es steigt zunächst bis zu einem Maximum, um dann fast plötzlich ganz zu erlöschen, sobald die durchlaufene Schichtdicke einen bestimmten Wert — den sogenannten Ionisierungsbereich — überschreitet. Demnach ist die Größe des Ionisierungsvermögens der α -Teilchen eine eigentümliche Funktion ihrer jeweiligen Geschwindigkeit. An der äußersten Grenze des Ionisierungsbereiches besitzt die Geschwindigkeit aber noch eine sehr beträchtliche Größe, nämlich $0,82 \times 10^9$ cm/sec¹⁾, und dieser kritische Wert ist in allen Fällen der gleiche: er bleibt unabhängig von der Natur der durchstrahlten Materie; auch ist es gleichgültig, welche Substanz als Quelle der Strahlen dient, d. h. wie groß deren Anfangsgeschwindigkeit ist. Bemerkenswerterweise verlieren die α -Teilchen zugleich mit ihrem Ionisierungsvermögen auch ihre photographische Wirksamkeit und ihre Fähigkeit, Fluoreszenz zu erregen.

Mißt man den Sättigungsstrom, der von einem parallelen Bündel homogener α -Strahlen in einer flachen Ionisationskammer erzeugt wird, unter Variation des Abstandes der letzteren von der strahlenden Substanz, während sich lediglich atmosphärische Luft zwischen beiden befindet, so erhält man die normale Ionisierungskurve des betreffenden aktiven Körpers.

1) Berechnet nach E. Rutherford, Phil. Mag. (6) 12. p. 140. 1906. Vgl. auch den Bericht von F. v. Lerch, Zeitschr. f. Elektrochem. 13. p. 381. 1907.

Durch Einschaltung eines dünnen Metallblättchens in den Strahlengang erfährt die Ionisierungskurve nur eine Parallelverschiebung längs der Abstandsachse, während die Intensitäten der Sättigungsströme selbst ungeändert bleiben. Daraus hat man geschlossen, daß die Zahl der α -Teilchen bei ihrem Durchgang durch die Materie keine Abnahme erleidet, und es wird gewöhnlich angenommen, daß sie auch nach Durchmessung ihres Wirkungsbereiches in wesentlich ungeminderter Zahl noch weiter fliegen; daß sie nun jenseits dieser Zone sich durch keines der üblichen Mittel mehr nachweisen lassen, soll daran liegen¹⁾, daß sie die Fähigkeit, eine ihrer drei charakteristischen Wirkungen hervorzurufen, plötzlich verlieren, sobald ihre Geschwindigkeit auf einen bestimmten Minimalwert, eben jenen kritischen Wert von $0,82 \times 10^9$ cm/sec, gesunken ist. Man kann indessen wohl die Frage aufwerfen, ob die Verhältnisse tatsächlich so liegen, oder ob nicht vielleicht gerade die Geschwindigkeit der α -Teilchen jenseits des Wirkungsbereiches *plötzlich* auf Null herabgeht²⁾; in diesem Falle würden sie also in der Materie stecken bleiben, sobald die durchlaufene Schichtdicke der Größe des Wirkungsbereiches gleichkommt, der dann selbstverständlich für alle drei Effekte identisch sein muß. Diese Frage auf experimentellem Wege zu prüfen, war das Ziel der vorliegenden Untersuchung.

Es kam demnach zunächst wesentlich darauf an, zu entscheiden, ob α -Strahlen eine Schicht von gleicher oder gar größerer Dicke als derjenigen ihres Wirkungsbereiches noch zu durchdringen vermögen. In diesem Falle müßte es gelingen, die Teilchen auch jenseits einer solchen Schicht noch aufzufangen und ihre Gegenwart müßte sich dann immerhin durch die Ladungen, die sie transportieren, zu erkennen geben, trotz des Fehlens der Ionisation, des photographischen Effektes und der Fluoreszenzerregung.³⁾

1) E. Rutherford, Die Radioaktivität, deutsche Ausgabe, p. 563 f. Berlin 1907.

2) Vgl. E. Rutherford, Phil. Mag. (6) 12. p. 146. 1906.

3) Kurz vor Beendigung dieser Untersuchung erschien eine Arbeit von W. Duane (Compt. rend. 146. p. 958. 1908), in welcher der Ladungstransport durch die α -Strahlen des Radiums mit ihrer ionisierenden Wirkung verglichen wird für den Fall, daß Luftschichten verschiedener Dicke in den Strahlengang eingeschaltet sind; zu dem Ende variiert der

Der eindeutige Nachweis des Ladungstransportes durch α -Strahlen gelingt bekanntlich nur im höchsten Vakuum. Aus diesem Grunde war man darauf beschränkt, den Durchgang der Teilchen durch feste Körper zu untersuchen. Zu dem Zwecke wurden dünne Aluminiumblätter in allmählich wachsender Anzahl in den Strahlengang eingeschaltet.

Um Komplikationen durch β - und γ -Strahlen zu vermeiden, wurde als Strahlungsquelle Polonium benutzt, da diese Substanz — neben leicht zu beseitigenden langsamen Elektronen — ausschließlich α -Strahlen emittiert. Die α -Teilchen des Poloniums besitzen eine Anfangsgeschwindigkeit von $1,67 \times 10^9$ cm/sec¹⁾ und ihre Wirkungszone erstreckt sich in Luft bis auf 3,86 cm²⁾. Nun wird, wie sich aus zahlreichen Messungen verschiedener Autoren ergibt, durch Einschaltung einer Aluminiumschicht von 1 μ Dicke der Ionisierungsbereich der α -Strahlen in Luft stets um 0,16 bis 0,17 cm herabgesetzt; hinsichtlich seiner Energie verzehrenden Wirkung ist also ein tausendstel Millimeter Aluminium 1,65 Millimeter³⁾ Luft äquivalent. Folglich wird die Geschwindigkeit der α -Teilchen durch 23,4 μ Aluminium in gleichem Maße verringert wie durch 3,86 cm Luft, d. h. die Wirkungsfähigkeit der Poloniumstrahlen erlischt, nachdem sie eine Aluminiumschicht von 23,4 μ Dicke durchsetzt haben. Zur Lösung der gestellten Aufgabe war demnach zu untersuchen, ob die Ladungen der

Verfasser den Abstand der Strahlungsquelle vom Meßapparat. Nach den Versuchsergebnissen scheinen beide Effekte nahezu einander parallel zu gehen, und es wird insbesondere der Schluß gezogen, daß beide gleichzeitig erlöschen. Indessen sind die mitgeteilten Messungsreihen nicht sehr beweiskräftig, da die Kurven der Ionisierung und des Ladungstransportes unter ungleichen Versuchsbedingungen aufgenommen wurden. Die Ionisation wurde nämlich unter Einschaltung einer Braggsehen Blende gemessen, im anderen Falle dagegen kam eine solche nicht zur Verwendung. Daher läßt sich auch nicht erschen, inwieweit die allmähliche Abnahme der übergeführten Ladungen davon beeinflusst wurde, daß sich mit wachsendem Abstande des aktiven Präparates die Zahl der ankommenden α -Teilchen schon wegen der Divergenz des Strahlenbündels verringern mußte.

1) Nach E. Rutherford, Phil. Mag. (6) 12. p. 141. 1906.

2) M. Levin, Physik. Zeitschr. 7. p. 519. 1906.

3) Dieser mittlere Wert soll im folgenden allen Rechnungen zugrunde gelegt werden.

vom Polonium emittierten α -Teilchen sich noch jenseits eines $23,4 \mu$ dicken Aluminiumschirmes auffangen lassen. Außerdem konnte durch diese Beobachtungsmethode unmittelbar geprüft werden, ob beim Durchfliegen dünnerer Schichten die Zahl der α -Teilchen tatsächlich keine Abnahme erleidet.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 wiedergegeben: *P* ist das Poloniumpräparat (bezogen von der Braunschweiger Chininfabrik) — eine kreisförmige Kupferplatte von 4 cm Durchmesser, deren obere Fläche mit einer dünnen Schicht der aktiven Substanz überzogen ist. Gleiche Form und Größe besitzt die polierte Kupferscheibe *A*, die zum Auffangen der transportierten Ladungen dient. Beide Platten werden von angelöteten Kupferstäben getragen. Die letzteren durchsetzen die Bernsteinstopfen *B*, *B*¹), die in den Boden und den ab-

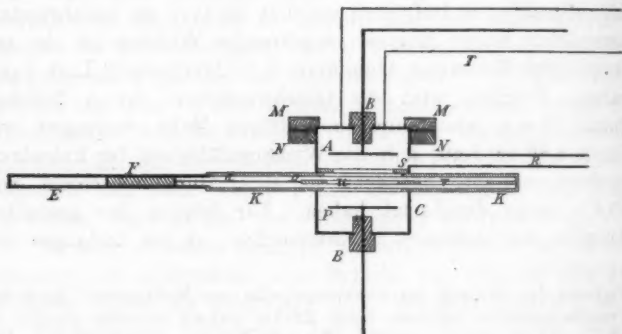


Fig. 1.

nehmbaren Deckel des kupfernen Zylinders *C* eingekittet sind. Dieses Gefäß *C* war 60 mm hoch und hatte einen inneren Durchmesser von 52 mm. Zum luftdichten Abschluß des Gefäßes waren der Deckel und der obere Zylinderrand in starke Messingringe *MM* und *NN* eingelötet, deren sorgfältig geschliffene Stirnflächen aufeinander gepreßt wurden. Als Schmiermittel diente hier wie an den Schliften der Luftpumpe das

1) Die Isolation des Poloniums war für die hier in Betracht kommenden Versuche entbehrlich; sie war jedoch für weitere Messungen vorgesehen worden.

von Travers empfohlene¹⁾ Kautschukfett von geringer Dampfspannung.

Um nicht genötigt zu sein, dem natürlichen Abfall der Poloniumaktivität im Laufe der Untersuchung Rechnung zu tragen und um von zufälligen Störungen unabhängig zu werden, empfahl es sich, eine Einrichtung zu treffen, die es ermöglichte, unter wechselnden Versuchsbedingungen alternierende Beobachtungen anzustellen. Zu diesem Zwecke war der Mantel des Zylinders an zwei diametral einander gegenüber liegenden Stellen so weit aufgeschnitten, daß ein flacher kupferner Kasten *K* hindurchgesteckt werden konnte; Kasten und Zylinder waren luftdicht miteinander verlötet. Ersterer besaß rechteckigen Querschnitt und ragte in der Längsrichtung beiderseits über den Zylinderquerschnitt hinaus; seine Innenmaße waren: 180 mm Länge, 42 mm Breite, 6 mm Höhe. Innerhalb des zylindrischen Gefäßes besaß die obere und die untere Kastenwand eine zentrale kreisrunde Öffnung von 45 mm Durchmesser, durch welche die Poloniumstrahlen ungehindert hindurch treten konnten. In dem Kasten befand sich eine verschiebbare, 125 mm lange und 42 mm breite Kupferplatte *D* (vgl. Fig. 2),

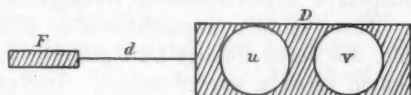


Fig. 2.

die auf passend angeordneten Führungsschienen ruhte und zwei kreisförmige Ausschnitte *u*, *v* von 40 mm Durchmesser besaß. Der an die Platte angelötete Kupferdraht *d* ragte in das 5 mm weite Kupferrohr *E* hinein, das in die eine Stirnwand des Kastens eingesetzt war. An dem Ende dieses Drahtes war ein zylindrisches Eisenstück *F* befestigt. So ließ sich die Platte, auch während der Apparat evakuiert war, mit Hilfe eines kleinen Handelektromagneten hin- und herschieben. Dabei dienten die Stirnwände des Kastens rechts und links als Anschläge. In diesen beiden extremen Stellungen lag das Zen-

1) M. W. Travers, Experimentelle Untersuchung von Gasen p. 24. Braunschweig 1905.

trum der einen oder das der anderen Plattenöffnung in der Achse des zylindrischen Gefäßes, also auf der Verbindungslinie der Mittelpunkte der Platten *P* und *A*.

Auf die Ausschnitte *u*, *v* in dem Schieber konnten die quadratischen Aluminiumblätter gelegt werden, deren Ränder dann auf der beweglichen Platte ruhten; schmale Kupferstreifen, die auf der letzteren befestigt waren, dienten dazu, die Stellung der Blätter zu fixieren, so daß sie ihre Lage auf der Platte während der Verschiebung nicht verändern konnten. Im Innern des Zylinders lag ferner auf dem Kasten *K* zur Strahlenbegrenzung eine kupferne Blende *S* mit einer zentralen Öffnung von 36 mm Durchmesser. Diese mußte beim Auswechseln der Aluminiumfolien, nachdem der Deckel abgehoben war, jedesmal erst entfernt werden.

Die Distanz zwischen dem Polonium und der Platte *A* betrug 30 mm. Gerade in der Mitte zwischen beiden befand sich die obere Fläche des Schiebers, so daß die Aluminiumschirme 15 mm oberhalb der aktiven Substanz lagen.

In die Seitenwand des Zylinders war schließlich noch ein Kupferrohr *R* eingelötet, das durch Siegellackkittung mit der an eine Gaedepumpe angeschlossenen Rohrleitung in Verbindung stand. Eine seitlich angeschmolzene Röhre enthielt Kokosnußkohle, die durch flüssige Luft gekühlt wurde, so daß äußerstes Vakuum erreicht werden konnte. Infolgedessen kam kein merklicher Ionisationsstrom im Innern des Gefäßes zustande.

Von *A* führte eine metallische Leitung innerhalb des geerdeten Schutzgehäuses *T* über einen vom Beobachtungsplatze aus zu lösenden Erdkontakt zu einem Dolezalekschen Elektrometer. Das Poloniumpräparat und das Versuchsgefäß samt Deckel blieben dauernd geerdet, so daß auch die Aluminiumfolien stets mit der Erde verbunden waren.

Der ganze Apparat stand zwischen den Polschuhen eines Elektromagnets, deren Dimensionen die Breite und Länge des wirksamen Strahlenbündels übertrafen. Das Magnetfeld sollte die Elektronen des Poloniums, sowie die Sekundärstrahlen unschädlich machen. Dazu genügt bekanntermaßen schon ein Feld von sehr geringer Intensität. Ich verwandte in der Regel ein Feld von etwa 400 absoluten Einheiten; indessen waren

bereits wesentlich schwächere Kräfte ausreichend, um die Bahnen der negativen Träger vollständig zurückzubiegen. Demgemäß nahm der Auffänger *A* stets eine *positive* Ladung an, wenn das Magnetfeld erregt war. Dabei stieg sein Potential allmählich zu immer höheren Werten, nachdem die Erdverbindung gelöst worden war.

Die Beobachtungen erfolgten in der Weise, daß jedesmal das Potential gemessen wurde, zu dem das Auffängersystem sich binnen 10 Min. lud. Es betrug unter diesen Umständen bei freier Strahlung ungefähr 0,6 Volt. Dem entsprach ein Ausschlag der Elektrometernadel von nahezu 500 Skt. Leider war es nicht möglich, mit parallelen Strahlenbündeln zu arbeiten, da die Ladungseffekte für genaue Messungen zu schwach wurden, wenn eine Braggsche Blende in den Strahlengang eingeschaltet war.

Zunächst wurde die Symmetrie der Schieberanordnung geprüft durch Vergleich der Ladungstransporte in beiden Stellungen der verschiebbaren Platte, während noch kein Aluminiumschirm eine ihrer Öffnungen bedeckte. Die Ausschläge der Elektrometernadel waren in beiden Fällen gleich groß, die Symmetrie der Anordnung blieb also gewahrt: es machte keinen Unterschied, ob die eine oder die andere Öffnung des Schiebers sich vor dem Auffänger befand. Daran änderte sich auch nichts, als der Ausschnitt *u* allein offen blieb, und der Ausschnitt *v* mit einem Aluminiumblatt von $3,43\ \mu$ Dicke verschlossen wurde. Durch eine solche Metallschicht fliegen demnach noch sämtliche α -Teilchen hindurch; die Durchlässigkeit beträgt 100 Proz. Die geringe Kapazitätsänderung, die durch das Einfügen des Aluminiums zwischen Auffänger und Polonium eintrat, war, wie besondere Versuche lehrten, unmerklich im Vergleich zu der übrigen Kapazität des Systems. Der Symmetrie zuliebe blieb aber bei den weiteren Messungen die Öffnung *v* stets mit einem Blatt der dünnsten Folie verschlossen, nachdem die totale Durchlässigkeit der letzteren einmal erkannt worden war, während auf die andere Öffnung Aluminiumschirme von variabler Dicke gelegt wurden.

Die mittlere Dicke der Folie *a* wurde durch Wägung mehrerer 10×10 cm großer Blätter des Metalles bestimmt

unter Zugrundelegung des Wertes 2,66 für das spezifische Gewicht. Für mehrere Blätter ergab sich übereinstimmend eine Dicke von 3,43 bis 3,45 μ . Die zu untersuchenden Schirme wurden aus den gewogenen Stücken herausgeschnitten und zur Variation der Schichtdicke in allmählich wachsender Anzahl aufeinander gelegt. Außerdem kam noch eine stärkere Folie *b* von 21,4 μ Dicke zur Verwendung. Für ein Blatt dieser Folie ergab sich eine um mehrere Prozent größere Durchlässigkeit der α -Teilchen als für sechs Blätter der dünnen Folie, deren Gesamtdicke nominell gleich 20,6 μ war. Offenbar ist der für die stärkere Folie ermittelte Wert zuverlässiger, da Unebenheiten der Oberflächen und weitere hier in Betracht kommende Fehler im anderen Falle einen größeren Einfluß auf das Resultat ausüben.

In einer fortlaufenden Reihe unmittelbar aufeinander folgender Messungen, von denen also jede einzelne in der Feststellung der binnen 10 Min. transportierten Ladung bestand, zeigten sich, auch wenn die Versuchsbedingungen ungeändert blieben, eigentümliche Unregelmäßigkeiten. Die Stärke des beobachteten Effektes änderte sich nämlich im Laufe der Zeit, indem die Gesamtladungen regelmäßig periodisch größer und kleiner wurden. Diese Schwankungen erfolgten mit einer Periode von durchschnittlich 100 Min. und machten sich ausnahmslos in allen Versuchsreihen bemerkbar.¹⁾ Aus diesem Grunde wurden die definitiven Messungen folgendermaßen ausgeführt: Mehrere Stunden lang wurden fortlaufend die binnen je 10 Minuten transportierten Ladungen ermittelt. Zwischen jeder Einzelmessung blieb das auffangende System 2 Min. lang geerdet und wurde die Schieberstellung gewechselt. Die Zahlen, die sich auf diese Weise für jede der beiden Schieberstellungen ergaben, wurden graphisch als Funktion der Zeit zu je einer Kurve vereinigt und diesen in Intervallen von je 12 Min. die zu gleichen Zeiten gehörigen Werte zur Berechnung der Durchlässigkeit der Aluminiumschichten ent-

1) Es ist wohl nicht anzunehmen, daß diesen langsamen Schwankungen tatsächlich Aktivitätsänderungen zugrunde lagen; vielleicht waren sie bedingt durch eine periodische Veränderlichkeit der Ladungsverluste infolge wechselnder Ionisation der Luft in der Umgebung des an den Auffänger angeschlossenen Systems.

nommen. Die so gewonnenen einzelnen Werte zeigten von-
einander Abweichungen von nur wenigen Prozenten und die
Mittelwerte mehrerer gleichartiger Messungsreihen stimmten
gut miteinander überein.

Ich lasse nunmehr die Resultate der Beobachtungen in
nachstehender Tabelle folgen; in Fig. 3 sind sie graphisch
dargestellt. Unter „Durchlässigkeit“ ist derjenige prozentische
Bruchteil der von der α -Strahlung transportierten Ladung zu
verstehen, der unter den gegebenen Bedingungen noch die
Aluminiumschichten der bezeichneten Dicke zu durchdringen
vermag. Die Durchlässigkeitswerte sind also ein Maß für
die relative Zahl der durch die Schirme hindurchfliegenden
 α -Teilchen.

	Schichtdicke in μ	Durchlässigkeit in Proz.
1 Blatt Folie a	3,43	100
2 „ „	6,86	100
3 „ „	10,29	100
4 „ „	13,72	100
5 „ „	17,15	90
1 „ „ b	21,4	34
1 „ „ b plus 1 Blatt Folie a	24,8	0
2 „ „ b	42,8	0

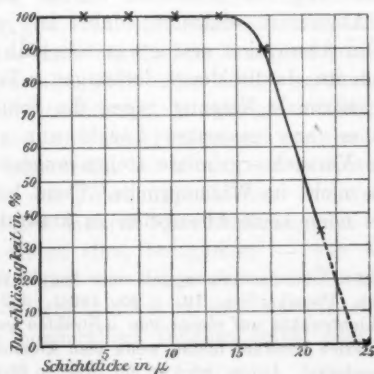


Fig. 3.

Zunächst sieht man aus den gewonnenen Resultaten, daß die α -Teilchen in Übereinstimmung mit der Bragg'schen Theorie tatsächlich in unverminderter Zahl durch dünne Aluminiumschichten hindurchfliegen.¹⁾ Noch bei einer Schichtdicke von $13,72\ \mu$ — durch welche der Ionisierungsbereich um $2,26\text{ cm}$ herabgesetzt wird — macht sich eine Absorption nicht bemerkbar. Aber auch bei $17,15\ \mu$ ist die beobachtete Absorption wohl nur eine scheinbare und allein dadurch bedingt, daß die Mehrzahl der α -Teilchen den Schirm in schiefer Richtung durchsetzen. Ja, vielleicht gilt dasselbe auch noch für die nächstgrößere der untersuchten Schichtdicken von $21,4\ \mu$. Jedenfalls lassen die gewonnenen Zahlen erkennen, daß die wahre Durchlässigkeit der Materie für α -Teilchen von einer bestimmten Grenzdicke an kaum weniger rapide abnimmt als das Ionisierungsvermögen, der photographische Effekt und die Fluoreszenzerregung.

Für die schiefsten Strahlen, die in der hier benutzten Versuchsanordnung den Auffänger noch erreichen, ist der Tangens des Neigungswinkels gegen die Schirmebene gleich $0,75$. Der Wirkungsbereich in Aluminium beträgt aber (vgl. p. 379) für die α -Strahlen des Poloniums $23,4\ \mu$. Nimmt man an, daß alle Teilchen erst nach dem Durchgang durch eine Schicht von dieser Dicke plötzlich festgehalten werden, so müßten im vorliegenden Falle die Strahlen maximaler Schiefe in einer Schicht von $14,0\ \mu$ stecken bleiben und bei $23,4\ \mu$ müßte totale Absorption eintreten; dabei ist jedoch zu bedenken, daß die Absorption erst etwas oberhalb $14,0\ \mu$ merklich werden könnte, da die Menge derjenigen α -Teilchen, deren Flugbahn die maximale Neigung gegen die Schirmebene aufweist, gegenüber ihrer gesamten Anzahl nur verschwindend klein ist. Die Versuchsergebnisse stehen augenscheinlich mit jener Annahme nicht im Widerspruche. Denn bei einer Dicke von $13,72\ \mu$ ist noch keine Absorption zu konstatieren, sie be-

1) Dies steht in Übereinstimmung mit einer Angabe von E. Regener (Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 10. p. 82. 1908), daß die Zahl der szintillierenden Lichtpunkte auf einem von α -Strahlen getroffenen Zinkblendeschirm merklich konstant bleibt, wenn man Aluminiumfolie in den Strahlengang einschaltet. Leider wird an der zitierten Stelle nicht gesagt, wie dick die benutzten Metallschirme waren.

ginnt erst zwischen $13,72$ und $17,15 \mu$ merklich zu werden und ist bei $24,8 \mu$ total. Verlängert man die gerade Linie, welche die für $17,15$ und $21,4 \mu$ beobachteten Punkte der Fig. 3 miteinander verbindet, so schneidet sie die Abszissenachse bei 24μ .

Nach den Messungen von Rutherford¹⁾ ist die Abnahme der kinetischen Energie der α -Teilchen in der Materie innerhalb des Geschwindigkeitsintervalles von $2,06 \times 10^9$ bis $0,82 \times 10^9$ cm/sec der durchlaufenen Schichtdicke proportional. Extrapoliert man diese Messungen bis zum Energiewerte Null, so ergibt sich für die Dicke derjenigen Aluminiumschicht, in der die Geschwindigkeit der vom Polonium fortgeschleuderten α -Teilchen gerade bis auf Null sinken würde, falls ihre Energie auch jenseits des Wirkungsbereiches noch gleichmäßig abnahme, der Wert $31,0 \mu$. Würden die Teilchen tatsächlich erst in einer Schicht von solcher Dicke stecken bleiben, so könnte in unseren Versuchen die Absorption erst jenseits einer Schichtdicke von $18,6 \mu$ merklich werden und bei $24,8 \mu$ noch keineswegs total erscheinen.

Somit sprechen die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung nicht zugunsten der Vorstellung, daß die α -Teilchen jenseits des kritischen Geschwindigkeitswertes von $0,82 \times 10^9$ cm/sec in der Materie *allmählich* zur Ruhe kommen; sie sind dagegen wohl vereinbar mit der Annahme, daß die Teilchen *plötzlich* stecken bleiben, sobald ihre Geschwindigkeit auf jenen kritischen Betrag gesunken ist. Jedenfalls läßt sich jenseits der Wirkungssphäre auch ein Ladungstransport nicht mehr nachweisen. Es ist also auch nicht nötig, anzunehmen, daß die α -Strahlen eine bestimmte Minimalgeschwindigkeit besitzen müssen, um Gase ionisieren, Fluoreszenz erregen und chemische Umsetzungen hervorrufen zu können. Das Ausbleiben dieser Effekte jenseits des „Wirkungsbereiches“ findet vielmehr nach unseren Versuchen dadurch seine Erklärung, daß die α -Teilchen nach dem Passieren einer bestimmten — von ihrer Anfangsgeschwindigkeit und der Natur der absorbierenden Substanz abhängigen — Schichtdicke in der Materie stecken bleiben. Ob dabei die ponderablen Teilchen selbst oder lediglich ihre

1) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) 12. p. 134 und p. 358. 1906.

Ladungen festgehalten werden, kann selbstverständlich durch die oben mitgeteilten Beobachtungen nicht entschieden werden. Indessen darf man einstweilen wohl bei der ersten Alternative stehen bleiben.

Dagegen muß zugegeben werden, daß die Resultate der Absorptionsmessungen noch durch die Zerstreuung¹⁾ der α -Teilchen im Aluminium beeinflusst sein können. In den wesentlichen Punkten dürften jedoch die gezogenen Schlußfolgerungen von diesem Einfluß — der übrigens noch wenig erforscht ist — unberührt bleiben. Denn jedenfalls darf als erwiesen gelten, daß die α -Teilchen beim Passieren der Materie nicht über ihren Wirkungsbereich hinausfliegen, daß also die Vorstellung, ihre Wirkungsfähigkeit sei an eine bestimmte Minimalgeschwindigkeit gebunden, von den Tatsachen nicht gefordert wird.

Anhang.

Über die von den α -Teilchen erzeugte Sekundärstrahlung.

Bei den im vorstehenden mitgeteilten Untersuchungen über die Absorption der α -Teilchen befand sich das ganze Strahlenbündel stets in einem magnetischen Felde, das noch über das Poloniumpräparat, sowie über den Auffänger hinausragte. Nebenher habe ich aber auch einige Messungen angestellt, für den Fall, daß das Magnetfeld ausgeschaltet war. Dabei gab sich unter anderem die Entstehung sekundärer Strahlen unzweideutig zu erkennen.

Daß α -Strahlen beim Anprall an Metalle eine Sekundärstrahlung erzeugen, die aus negativ geladenen Teilchen geringer Geschwindigkeit besteht, ist zuerst von Logeman²⁾ einwandfrei nachgewiesen worden. Auch die Emission langsamer Elektronen seitens des Poloniums wird vielfach lediglich als eine Art sekundärer Strahlung angesehen.

In einer früheren Mitteilung habe ich gezeigt³⁾, daß die Zahl der von einem Poloniumpräparat fortgeschleuderten Elektronen wesentlich größer ist als die der gleichzeitig emittierten

1) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) 12. p. 143. 1906.

2) W. H. Logeman, Proc. Roy. Soc. (A) 78. p. 212. 1907; vgl. auch W. Duane, Compt. rend. 146. p. 1088. 1908.

3) E. Aschkinass, Physik. Zeitschr. 8. p. 773. 1907.

α -Teilchen. Diese Tatsache konnte mit der oben beschriebenen Versuchsanordnung aufs neue bestätigt werden. War nämlich das Magnetfeld ausgeschaltet und die Schieberöffnung frei, so nahm der Auffänger eine allmählich wachsende *negative* Ladung an, die nicht viel kleiner ausfiel als die positive Ladung, die bei gleichzeitiger Einwirkung der magnetischen Kraft in die Erscheinung trat. Dabei ist zu bedenken, daß die von den α -Strahlen am Auffänger erzeugte Sekundärstrahlung gleichfalls eine positive Elektrisierung des letzteren hervorruft. Demnach sind die Mengen negativer Elektrizität, die vom Polonium fortgeschleudert werden, weitaus größer als die Ladungen der α -Teilchen und jener sekundären Elektronen zusammengekommen.

Die Elektronen des Poloniums besitzen, wie man weiß, nur eine geringe Geschwindigkeit und werden daher schon durch sehr schwache magnetische Kräfte aus ihrer normalen Bahn abgelenkt. Dies hatte zur Folge, daß die negativen Ladungen, die man bei geöffnetem Feldstrom erhielt, wesentlich kleiner wurden, ja bisweilen sogar ihr Vorzeichen wechselten, wenn der Magnet vor der Messung schon einmal erregt worden war. Nach der Entmagnetisierung des Magnetkernes trat dann aber die negative Elektrisierung wieder in der ursprünglichen Stärke zutage. Offenbar hatte vorher das remanente Feld bereits einen großen Teil der Elektronen seitlich abgelenkt.

Die soeben geschilderten Phänomene waren nur dann zu beobachten, wenn sich keine Aluminiumfolie in dem Strahlengange befand. War dagegen eines der dünnen Metallblätter (Schichtdicke $3,43 \mu$) eingeschaltet, so zeigte sich ein anderes Bild: jetzt kam auch ohne Magnetfeld stets eine *positive* Elektrisierung des Auffängers zustande, und ihr Betrag war nur wenig kleiner, als wenn das Feld gleichzeitig erregt wurde. Die Deutung dieser Erscheinung ist naheliegend: die langsamen Elektronen des Poloniums werden von der dünnen Folie bereits zum größten Teil absorbiert.¹⁾ Dies steht durchaus im Einklange mit dem Verhalten der in Gestalt von Kathoden-

1) Zur qualitativen Demonstration des Ladungstransportes durch α -Strahlen ist demnach die Anwendung eines Magnetfeldes entbehrlich, wenn man die Elektronen durch Zwischenschaltung dünner Metallfolie beseitigt.

strahlen uns bekannten Elektronen geringer Geschwindigkeit. Die Erscheinung änderte sich nicht wesentlich, wenn man die Dicke der in den Strahlengang eingefügten Aluminiumschicht allmählich bis auf $13,7\mu$ erhöhte. Nur wurde der Einfluß des Feldes — der nach dem Gesagten eine Verstärkung der positiven Elektrisierung hervorruft — zuletzt noch kleiner. Als aber die Schichtdicke $17,1\mu$ betrug, war der Sinn, in dem das Magnetfeld wirkte, ein umgekehrter: die positive Elektrisierung des Auffängers war jetzt bei Erregung des Feldstromes um etwa 15 Proz. *schwächer*, als wenn ohne Feld beobachtet wurde. Offenbar muß der Einfluß des Feldes für eine Schichtdicke zwischen $13,7$ und $17,1\mu$ gänzlich verschwinden.

Die Schwächung des Ladungseffektes durch den Magnet bei größeren Schichtdicken beweist das Vorhandensein einer vom Auffänger ausgehenden Sekundärstrahlung negativer Teilchen. Diese letzteren sind es, die unter diesen Umständen allein oder doch vorwiegend vom Felde beeinflußt werden: der Magnet biegt sie zum Auffänger zurück, so daß sie die durch die ankommenden α -Strahlen hervorgerufene positive Elektrisierung vermindern. Ihre Geschwindigkeit ist gering, nämlich von derselben Größenordnung wie die, mit der sich die vom Polonium emittierten Elektronen bewegen.

Noch deutlicher kam der Einfluß jener Sekundärstrahlung zur Geltung, als die eingeschaltete Aluminiumfolie eine Dicke von 21μ besaß. In diesem Falle war die positive Ladung, die der Auffänger annahm, bei Erregung des Magnets weniger als halb so groß wie außerhalb des Feldes. Mit abnehmender Geschwindigkeit der primären α -Strahlen schien übrigens die Intensität der Sekundärstrahlung zunächst wenig, schließlich aber erheblich zu wachsen.

Berlin, Physik. Inst. d. Techn. Hochschule, Juli 1908.

(Eingegangen 11. August 1908.)

**7. Über den Temperaturverlauf
in wechselstromdurchflossenen Drähten;
von H. Ebeling.**

(Auszug aus der gleichlautenden Göttinger Dissertation des Verfassers.)

(Hierzu Taf. VI–IX, Figg. 1–25.)

I. Einleitung.

Über die Frage der Erwärmung eines Leiters beim Durchgang eines elektrischen Stromes liegen in der Literatur mannigfaltige Untersuchungen vor¹⁾, ohne daß es bisher gelungen ist, eine für alle Fälle gültige Regel aufzustellen, die gestattet, die Temperatur eines Leiters in Abhängigkeit von der Stromstärke, Dicke der Drähte, Verlegungsart der Drähte usw. zu berechnen. Alle diese Untersuchungen, die zum größten Teil dem rein praktischen Interesse entsprungen sind, für die Technik Normen aufzustellen, sind mit Gleichstrom ausgeführt.

In vorliegender Arbeit ist es nun auf Veranlassung von Hrn. Prof. Dr. H. Th. Simon versucht, durch systematische Messungen eine Antwort zu finden auf die Frage der Erwärmung eines Leiters durch Wechselstrom, speziell auf die Frage: „Wie folgt die Temperatur eines von Wechselstrom durchflossenen Drahtes dem Wechsel des Stromes?“

In der gesamten Literatur liegen, soviel ich habe ermitteln können, über dieses Problem nur zwei theoretische Ausführungen vor, die erste von Dr. Carl Cranz aus dem Jahre 1889²⁾, die zweite von Ch. Eug. Guye aus dem Jahre 1897.³⁾ Diese letztere Arbeit behandelt nur einen Spezialfall der Arbeit

1) Vgl. J. Teichmüller, Die Erwärmung der elektrischen Leitung. Stuttgart 1905.

2) Dr. Carl Cranz, Das Gesetz zwischen Ausdehnung und Stromstärke für einen von galvanischen Wechselströmen durchflossenen Leiter. Zeitschr. f. Math. u. Phys., herausgegeben von Dr. O. Schlömilch, Dr. E. Kahl u. Dr. M. Cantor. 34. Jahrg. 1889. 34. p. 92–110.

3) Ch. Eug. Guye, Einige Bemerkungen über die Temperaturänderungen eines von Wechselströmen durchflossenen Leiters. Arch. d. sciences phys. et nat. (4.) 3. 1897. p. 254–264.

von Cranz und kommt genau zu denselben Resultaten, so daß sie weiterhin nicht besonders berücksichtigt zu werden braucht.

II. Theoretische Einführung.

Cranz stellt für die vorliegende Aufgabe eine Differentialgleichung auf, in der die Temperatur in Abhängigkeit vom Maximalstrom: i_0 betrachtet wird, und führt ihre Lösung durch.

Das von mir gewonnene, weiter unten mitgeteilte Beobachtungsmaterial wurde zuerst durchgerechnet unter Zugrundelegung dieser Theorie von Cranz. Es ergaben sich aber gerade in einigen sehr wesentlichen Punkten (z. B. Abhängigkeit der einzelnen Größen vom Strom i_0 usw.) Abweichungen, die zu Widersprüchen führten. Diese Ungenauigkeit der Theorie hat nun ihren Grund zum Teile darin, daß in ihr der spezifische Widerstand w_0 des Drahtes als von der Temperatur unabhängig, d. h. als vollkommene Invariante, eingeführt ist. Diese Annahme eines konstanten Widerstandes ist aber in Wirklichkeit durchaus nicht erfüllt und es ist gerade in vorliegender Arbeit die Änderung des Widerstandes zur Temperaturbestimmung benutzt worden. Deshalb wurde dazu übergegangen, die Temperatur in Abhängigkeit von der Leistung zu prüfen, und der Arbeit eine Theorie zugrunde gelegt, wie sie von H. Th. Simon¹⁾ angegeben und auf die Vorgänge des Wechselstromlichtbogens angewandt ist. Zugleich gestattet diese Behandlungsweise die Vorgänge graphisch zu übersehen, allerdings wohl nicht mit derselben Fruchtbarkeit wie beim Lichtbogen, was aber seinen Grund nicht in der Theorie, sondern in dem Vorgang selbst hat.

Die Betrachtungsweise, die Simon für die Lichtbogenvorgänge wählt, ist vollkommen auf das hier in Frage stehende Problem übertragbar, so daß man seinen Ausführungen zum Teil wörtlich folgen kann.

Wird ein Draht von einem konstanten Strom i durchflossen, so wird in ihm eine Wärmemenge: $\gamma \cdot e \cdot i$ ($\gamma = 0,24$) nach dem Jouleschen Gesetz entwickelt, wo e der Spannungsabfall

1) Herm. Th. Simon, Über die Dynamik der Lichtbogenvorgänge und über Lichtbogenhysteresis. Physik. Zeitschr. 6. 1905. p. 297.

längs des Drahtes ist. Andererseits wird beständig von der Oberfläche des Drahtes Wärme an die Umgebung abgegeben. Diese Wärmeabgabe geht auf dreierlei Weise vor sich, durch Leitung, durch Strahlung und durch Konvektion. Von diesen drei Arten der Wärmeabgabe ist bei frei in der Luft gespannten Drähten die erste im Vergleich zu den beiden anderen so unbedeutend, daß sie außer Betracht bleiben kann. Es kommen also nur die Strahlung und Konvektion in Frage. Wie groß der Anteil jeder dieser beiden Arten ist, und welchen speziellen Gesetzen sie folgen, mag weiter unten ausführlich behandelt werden. Wir wollen, um unsere Aufgabe theoretisch einfach lösen zu können, für die gesamte Wärmeabgabe das Newtonsche Abkühlungsgesetz als gültig annehmen. Dann ist die abgegebene Wärmemenge gleich: $2R\pi l\eta \cdot T$, d. h. proportional der Oberfläche $2R\pi l$ des Drahtes, der Temperaturdifferenz T zwischen Draht und Umgebung, der Zeit dt und dem spezifischen Wärmeabgabevermögen η . Dieser Faktor η ist abhängig von dem Material selbst, seinen spezifischen Eigenschaften und seiner Oberflächenbeschaffenheit, von der Umgebung und Art der Ausspannung des Drahtes. Es stellt sich also schließlich im Draht ein Temperaturgleichgewicht her, ausgedrückt durch die Gleichung:

$$\gamma ei = 2R\pi l \cdot \eta \cdot T = HT,$$

woraus folgt: ¹⁾

$$(7) \quad T = \frac{\gamma ei}{2R\pi l \eta} = \frac{\gamma ei}{H}.$$

Würde man die Temperatur des Drahtes zwangsweise konstant halten, so würde die Charakteristik des Drahtes, d. h. die Kurve, die in der ei -Ebene die Stromwerte mit den Spannungswerten verbindet, eine durch den Koordinatenanfangspunkt gehende Gerade sein, deren Neigung gegen die i -Achse durch die Größe der Temperatur T bestimmt wäre. Jedes T würde eine solche Gerade liefern mit anderer Neigung, so daß wir in der ei -Ebene ein ganzes Büschel solcher T -Strahlen erhalten würden. Zieht man nun ebenfalls in der ei -Ebene die Leistungs-

1) Die Numerierung der Formeln, Tabellen und Figuren aus der Dissertation ist beibehalten.

hyperbeln: $e \cdot i = 1, 2, 3$ Watt, so gibt die Gleichung (7) für das sich einstellende Temperaturgleichgewicht die Beziehung zwischen T und der dazu gehörigen Leistung: $e \cdot i$. Man erhält also die sogenannte statische Charakteristik durch die Schnittpunkte der T -Strahlen mit den aus Gleichung (7) dazu berechneten $e \cdot i$ -Kurven. Um die Konstruktion durchführen zu können, ist es natürlich Vorbedingung, daß die Abhängigkeit des Widerstandes w des Drahtes von der Temperatur bestimmt ist, um den zu jedem T gehörigen Strahl ziehen zu können, dessen Neigungswinkel ψ gegeben ist durch die Beziehung:

$$\operatorname{tg} \psi = w_T.$$

Es genügt hierzu die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten des Drahtes, d. h. des Faktors a in der Gleichung:

$$(8) \quad w_T = w_{T_0}(1 + aT).$$

w_{T_0} Widerstand bei Zimmertemperatur; man kann dann zu jeder Temperatur T den Widerstand w_T aus w_{T_0} und a berechnen und so den entsprechenden T -Strahl ziehen.

Wird nun die Temperatur des Drahtes durch irgend eine sekundäre Wärmequelle erhöht, oder, was dasselbe ist, wird dafür gesorgt, daß die Wärmeableitung verringert wird, so gehört — ein Draht mit positivem Temperaturkoeffizienten vorausgesetzt — zu einer bestimmten Temperatur jetzt ein kleinerer Wert von $e \cdot i$, d. h. die Charakteristik verläuft steiler (vgl. Kurve b in Fig. 3, Taf. VI); dagegen würde bei Vergrößerung der Wärmeabfuhr der Verlauf der Charakteristik flacher werden (vgl. Kurve c in Fig. 3, Taf. VI).

Als eine sekundäre Wärmequelle dem Draht gegenüber muß nun aber auch die in der Wärmeströmung vom Draht zur Umgebung aufgespeicherte Wärmemenge stets wirken, sobald wir nicht mehr stationäre, sondern veränderliche Vorgänge ins Auge fassen.¹⁾

Das sei im folgenden näher erläutert:

Wenn der Draht eine bestimmte Temperatur T besitzt, so herrscht in dem umgebenden Raum eine bestimmte Wärmeverteilung, in jedes Volumelement strömt ebensoviel Wärme

1) Die Wärmemenge im Drahte selbst kommt wegen der geringen Masse des Drahtes nicht in Betracht.

ein wie aus und in jedem Volumelement ist eine bestimmte Wärmemenge enthalten. Wird nun die Wärmezufuhr vergrößert, so wächst die in jedes Volumelement einströmende Wärmemenge, während zunächst die ausströmende dieselbe bleibt. Somit speichert sich mehr Wärme in dem Volumelement auf und vergrößert das Temperaturgefälle, bis wieder die ausströmende Wärme gleich ist der einströmenden. Ist dieses neue Gleichgewicht erreicht, so ist der Wärmeinhalt jedes Volumelementes vergrößert worden, somit auch der gesamte Wärmegehalt des Wärmestromes. Ehe also eine Vergrößerung der Temperatur T des Drahtes möglich ist, muß die vergrößerte Wärmezufuhr diese Vermehrung des Wärmeinhaltes decken. Dieser Wärmeinhalt J des umgebenden Raumes ist um so größer, je größer die Temperatur T des Drahtes, je größer die Dichte ϱ und die spezifische Wärme c , und je kleiner die Wärmeleitung λ der Umgebung des Drahtes ist, also, wenn k ein Proportionalitätsfaktor ist:

$$(9) \quad J = \frac{T \cdot \varrho \cdot c}{\lambda} \cdot k = L \cdot T,$$

wo $L = k \cdot \varrho \cdot c / \lambda$ gesetzt wird. k bedeutet den Wärmeinhalt eines idealen Gases von $\varrho = 1$, $c = 1$, $\lambda = 1$ bei einer Temperatur $T = 1$.

Wird J in der Zeit dt um dJ verändert, so ist die pro Zeiteinheit erforderliche Wärmemenge:

$$dJ = L \frac{dT}{dt} dt.$$

Sie ist positiv, d. h. muß zugeführt werden, wenn die Wärmezufuhr wächst, negativ, d. h. sie wird abgegeben, wenn die Wärmezufuhr kleiner wird.

Im veränderlichen Zustande hat die in jedem Moment entwickelte Wärmezufuhr außer den Wärmeverlusten $H \cdot T$ auch noch diese Wärmemenge dJ zu leisten, also gilt im veränderlichen Zustande in jedem Moment die Gleichung:

$$(10) \quad \gamma \cdot e \cdot i = (H \cdot T)_t + L \left(\frac{dT}{dt} \right)_t,$$

wo der Index t bezeichnet, daß die Momentanwerte der betreffenden Größen gelten.

Die Gleichung (10) zeigt, daß $L(dT/dt)$ als sekundäre Wärmequelle positiver oder negativer Art wirkt, d. h. also: Für die Definition der *dynamischen* Charakteristik kommen die Schnittpunkte jedes T -Strahles mit der zum Werte $e_i - L(dT/dt)$ gehörigen Leistungshyperbel in Frage, statt der zu e_i gehörigen Hyperbel, wie es bei der statischen Kurve der Fall ist.

Ist der Strom, der durch den Draht fließt, ein Wechselstrom, den wir sinusförmig annehmen, so ist zu setzen:

$$(11) \quad e \cdot i = e_0 i_0 \sin^2 \omega t.$$

Dieser Ansatz ist, abgesehen von den Abweichungen von der Sinusform, streng gültig, da bei rein Ohmschem Widerstand, wie er bei den Messungen dieser Arbeit nur in Frage kommt, Strom und Spannung in Phase sind (vgl. Fig. 8, Taf. VII).

Man erhält also die Differentialgleichung:

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{l} \gamma \cdot e_0 i_0 \sin^2 \omega t = HT + L \frac{dT}{dt} \\ \text{oder} \\ \frac{dT}{dt} + \frac{H}{L} T = \gamma \frac{e_0 i_0}{L} \sin^2 \omega t = \gamma \frac{e_0 i_0}{2L} (1 - \cos 2\omega t). \end{array} \right.$$

Die Auflösung dieser Gleichung liefert das Resultat:

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} T = \frac{\gamma e_0 i_0}{2H} \left[1 - \frac{\left(\frac{H}{L}\right)}{\sqrt{\left(\frac{H}{L}\right)^2 + (2\omega)^2}} \sin \left(2\omega t + \arctg \frac{H}{2L\omega} \right) \right. \\ \left. + C \cdot e^{-\left(\frac{H}{L}\right)t} \right], \\ T = \frac{\gamma e_0 i_0}{2H} \left[1 - \sin \varphi \sin (2\omega t + \varphi) + C \cdot e^{-\left(\frac{H}{L}\right)t} \right], \end{array} \right.$$

wo C aus den Anfangsbedingungen: $t = 0$, $T = 0$ folgt zu:

$$C = - \frac{(2\omega)^2}{\left(\frac{H}{L}\right) \left[\left(\frac{H}{L}\right)^2 + (2\omega)^2 \right]}.$$

Die durch diese Gleichung (13) dargestellte Abhängigkeit des Temperaturüberschusses T von der Zeit t ist qualitativ in Fig. 1, Taf. VI graphisch dargestellt. Die Gleichung gibt den Vorgang unter den gemachten Voraussetzungen streng wieder.

Ist das Glied $C \cdot e^{-(H/L)t}$ gleich Null geworden, so schwankt die Temperatur um den Mittelwert:

$$(14) \quad T_M = \frac{\gamma e_0 i_0}{2H},$$

mit einer Phasenverzögerung gegen die Leistungskurve. Die Frequenz der Temperaturkurve ist dieselbe wie die der Leistungskurve, gleich 2ω (vgl. Fig. 2, Taf. VI).

Für den endgültigen Zustand, d. h. $C \cdot e^{-(H/L)t} = 0$, mag die Gleichung (13) jetzt geschrieben werden:

$$(15) \quad T = T_M \left[1 - \frac{\left(\frac{H}{L}\right)}{\sqrt{\left(\frac{H}{L}\right)^2 + (2\omega)^2}} \sin(2\omega t + \varphi) \right],$$

φ gegeben durch:

$$(16) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{H}{2L\omega}.$$

Berechnet man nun für bestimmte, numerisch definierte Fälle die Werte T aus Gleichung (15), und aus:

$$(11) \quad e \cdot i = e_0 i_0 \cdot \sin^2 \omega t$$

zu denselben Zeiten t die zugehörigen Werte ei , so definieren die Schnittpunkte der zusammengehörigen Leistungshyperbeln und T -Strahlen die dynamischen Kurven.

Diese Konstruktion ist in den Figg. 4 u. 5, Taf. VI, durchgeführt unter Zugrundelegung der statischen Charakteristik eines Platindrahtes. Die Kurven der Fig. 4, Taf. VI, entsprechen den Werten für:

$$\omega = \pi n = \pi \cdot 100 = 314,159 \quad \text{und} \quad \frac{H}{L} = 363.$$

Die Gleichung (15) wird dann:

$$T = T_M [1 - 0,5 \sin(3600 t + 30)]$$

und dazu:

$$(11) \quad ei = e_0 i_0 \sin^2 1800 t.$$

Diese Kurven zeigen deutlich, daß man es hier mit einem der Lichtbogenhysteresis analogen Vorgang zu tun hat. Das Temperaturverhalten des Drahtes hängt von seiner Vorgeschichte ab. Bei abnehmendem Strom gehören zu denselben Stromwerten infolge der höheren Temperatur höhere Spannungswerte als beim Stromanstieg. Man sieht, daß bei

Kleinerwerden der mittleren Temperatur T_M , oder, was dasselbe sagt, bei geringerer Leistung $e_0 i_0$ die Schleifen kleiner werden und immer mehr herunterrücken.

Die Fig. 5, Taf. VI, zeigt das Verhalten des Drahtes bei veränderter Frequenz unter Konstanthalten aller übrigen Größen. Je größer die Frequenz, je kleiner die Schleife, und für $\omega = \infty$ geht die Schleife in den T -Strahl für $T_M = 300$ über.

III. Methode der Untersuchung.¹⁾

Um die im vorigen Abschnitt gegebene Theorie durch praktische Versuche zu prüfen, wurde folgende Methode gewählt: Von den Versuchsdrähten wurde mittels eines Duddell'schen Oszillographen zugleich die Strom- und Spannungskurve photographisch aufgenommen. Aus diesen Kurven wurde der zeitliche Verlauf von $e \cdot i$ und des Widerstandes $w_T = e/i$ während eines Stromwechsels bestimmt und dann aus der Widerstandsschwankung mittels des vorher bestimmten Temperaturkoeffizienten a des Drahtes nach der Gleichung:

$$(8) \quad w_T = w_0 (1 + a T)$$

der Temperaturverlauf berechnet.

Zur Aufnahme der Strom- und Spannungskurven diente die Schaltung der Fig. 6, Taf. VII. In dieser Figur bedeutet:

W = Wechselstromumformer von 440 Volt, der eine Tourenzahlregulierung in weiten Grenzen gestattete. Man konnte die Wechselzahl des Stromes variieren von etwa 70—220 pro Sek.

w_1 = Abzweigwiderstand, der gestattete, jede beliebige Wechselspannung bis 300 Volt_{eff.} durch die Versuchsanordnung zu schicken.

A = Amperemeter.

w_2 = ein induktionsfreier Abzweigwiderstand, über dem die Stromschleife des Oszillographen abgezweigt wurde.

w_3 u. w_4 = induktionsfreie Regulierwiderstände, vor Strom- und Spannungsschleife des Oszillographen gelegt.

Str = Stromschleife des Oszillographen.

Sp = Spannungsschleife des Oszillographen.

D = Versuchsdraht.

w_5 = Eichwiderstand von 200 Ohm.

E = Gleichstrombatterie zum Eichen, bis 150 Volt.

S_1 u. S_2 = Umschalter, mittels denen die Batterie E statt des Wechselstromumformers W und der Eichwiderstand w_5 statt des Versuchsdrahtes D eingeschaltet werden konnte.

1) Näheres vgl. Dissertation.

Den allgemeinen Typus der so erhaltenen Kurven gibt das Oszillogramm von Fig. 8, Taf. VII. (Diese Aufnahme ist ausgeführt an einem in *Wasserstoff* ausgespannten Draht; sie zeigt deutlich das Nacheilen der Spannung im Maximum gegen das Strommaximum.) In dieser Figur bedeutet:

I = Stromkurve,

II = Spannungskurve,

III = Eichstrich für die Stromschleife,

IV = Eichstrich für die Spannungsschleife.

Die Wechselzahl des Stromes wurde entweder direkt an einem Frequenzmesser abgelesen oder bei höheren Wechsellagen der Maschine mit Tourenzähler und Uhr bestimmt.

Die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten der Drähte, d. h. des Faktors α in der Gleichung:

$$(8) \quad w_T = w_{T_0} (1 + \alpha T),$$

geschah in einem Ölbad, das während der Bestimmung andauernd mittels eines Ostwaldschen Rührers geführt wurde.

Als Versuchsdrähte dienten Haardrähte der Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a. M., und zwar Platin- und Nickeldrähte in den Dicken von 0,0208—0,1 mm Durchmesser.

Versuchsergebnisse.

IV. Verwertung der Resultate durch graphische Konstruktion.

A. Allgemeines.

Bei den Vorversuchen, die an Platin-, Nickel- und Kupferdrähten ausgeführt wurden, gaben die Resultate an die Hand, für die quantitative Durchführung der Untersuchungen nur Platin- und Nickeldrähte zu verwenden, da bei dem äußerst geringen Widerstand von 1 m Kupferdraht die Bestimmung der Temperatur aus der Änderung des Widerstandes zu relativ großen Fehlern Anlaß geben konnte. In erster Linie wurden deshalb Platindrähte als Versuchsmaterial gewählt, da wegen der Eigenschaft des Platins, sich nicht in der Hitze an der Luft zu oxydieren, für ein vollständig konstantes Wärmeabgabevermögen bei ein und demselben Draht gesorgt war — vorausgesetzt, daß die äußeren Bedingungen dieselben blieben — das sonst durch das Auftreten einer Oxydschicht geändert werden konnte.

Führt man nun die unter III angegebene Versuchsmethode und Berechnung durch und trägt die Temperatur des Drahtes als Funktion der Zeit gemeinsam mit der Leistungskurve auf, so erhält man Temperaturkurven von dem Typus der Kurve II in Fig. 10, Taf. VII.

Speziell ist diese Kurve gefunden an einem Platindraht von 0,0208 mm Dicke, dessen Temperaturkoeffizient α bestimmt wurde zu 0,00361 und dessen Widerstand w_T bei 17° C. 221,87 Ohm betrug. Die Wechselzahl des Stromes betrug 100 pro sec. Die in Fig. 11, Taf. VII, wiedergegebene statische Charakteristik (Kurve A) zeigt einen vollständig stetigen Verlauf, so daß α auch für höhere Werte als 200° C. angenommen werden darf. Die Verzerrungen der Temperaturkurve in Fig. 10, Taf. VII, gegenüber der Sinusform sind zurückzuführen auf Beobachtungsfehler, vor allen Dingen aber auf unregelmäßige Abkühlung, die durch das Auftreten von Konvektionsströmen bedingt ist. Die Temperaturkurven sind von derselben Frequenz wie die Leistungskurven, lassen ein ausgeprägtes Maximum und Minimum erkennen und zeigen eine deutliche Phasenverzögerung gegenüber der Leistungskurve. Es mag noch besonders auf eine Eigentümlichkeit der Temperaturkurven hingewiesen werden, nämlich auf den spitzen Verlauf des Minimums. Die Temperatur fällt schnell zum Minimum ab, um sofort wieder steil anzusteigen. Diese Kurvenform hat wahrscheinlich ihren Grund darin, daß der Strom in seinem Nullpunkt die größte Änderungsgeschwindigkeit hat und die Temperatur nicht nach dem Stromwechsel auf ihren ursprünglichen Wert zurückkehrt.

B. Konstruktion der dynamischen Charakteristik.

Nimmt man aus den Oszillogrammen die Strom- und Spannungswerte und trägt sie in der ei -Ebene auf, so erhält man die in den Figg. 11 u. 12, Taf. VII, ersichtlichen Kurven. Es ergeben sich in Übereinstimmung mit der Theorie von Simon „Hysteresisschleifen“, die mit abnehmender Maximalleistung kleiner und kleiner werden und immer mehr herunterrücken. Bei einem in der Luft ausgespannten Platindraht von 0,0208 mm Durchmesser, für den die ausgezogenen Kurven der Fig. 11 gelten, sind die Schleifen verhältnismäßig klein, doch kommt

man den oben unter II B der Rechnung und Konstruktion zugrunde gelegten Fällen bedeutend näher, wenn man die Charakteristik desselben Drahtes konstruiert, wenn er anstatt in Luft in einer Atmosphäre von Wasserstoff ausgespannt ist. Das ist in den gestrichelten Kurven der Fig. 11 geschehen.

Daß bei zunehmender Frequenz des Stromes aber konstanter Maximalleistung diese „Hysteresisschleifen“ kleiner werden, zeigt Fig. 12, die für Platindraht in Luft gilt bei einer Wechselzahl von 78, 100 und 130 pro sec. Die Schleifen liegen hier ineinander geschachtelt und nähern sich bei wachsendem ω nach und nach einer Geraden. Daß die Charakteristiken sich in ihrem fallenden Teil durchsetzen, steht durchaus im Einklang mit der Theorie (vgl. Fig. 5). Es erklärt sich dies einfach daraus, daß bei geringerer Wechselzahl der Draht im Maximum auf höhere Temperatur erhitzt wird, d. h. die Charakteristik muß höher verlaufen, als bei größerer Wechselzahl, daß aber andererseits die Temperatur des Drahtes im ersten Falle auch im Minimum zu tieferen Werten gelangt, d. h. die Charakteristik muß tiefer verlaufen als bei höherer Wechselzahl.

Aus dem hier Angeführten ist die qualitative Gültigkeit der Theorie von Simon ersichtlich, und man sieht auch sofort, daß diese graphische Betrachtungsweise der dynamischen Charakteristiken hier deshalb nicht von so bedeutender Tragweite sein kann, wie bei den Lichtbogensvorgängen, weil diese Erscheinung der „Hysteresis“ im allgemeinen gering ist.

V. Quantitative Berechnung der Resultate.

A. Untersuchungen in atmosphärischer Luft.

1. Platindraht.

Unter Zugrundelegung der Theorie von Simon sollen jetzt die einzelnen Gesetze quantitativ an den Resultaten der experimentellen Messungen geprüft werden, um schließlich zu einer Berechnung der in der Theorie auftretenden Konstanten der Wärmeabgabe η und des Wärmeinhaltes der Umgebung k zu führen.

a) Variation der maximalen Leistung: $e_0 i_0$.

Um die Abhängigkeit der mittleren Temperatur T_M , der Temperaturschwankung T_s und des Phasenwinkels φ von der

maximalen Leistung $e_0 i_0$ zu prüfen, wurde der schon oben erwähnte Platindraht von 0,0208 mm Durchmesser gewählt, dessen Temperaturkoeffizient $\alpha = 0,00361$ und dessen Widerstand w_{T_0} bei 17°C . und 1 m Länge 221,87 Ohm betrug. Unter Konstanthalten aller übrigen Faktoren wurde bei einem Strome von 100 Wechseln pro sec die maximale Leistung $e_0 i_0$ variiert und aus den einzelnen Aufnahmen nach oben beschriebenen Verfahren jedesmal T_M , T_s und φ bestimmt. Die so erhaltenen Resultate sind in Tab. 1 wiedergegeben.

Die Werte von $e_0 i_0$ sind hier wie auch in allen folgenden Angaben in Watt, die Werte von T_M und T_s in Celsiusgraden und die Werte von φ in Grad, Minuten und Sekunden ausgedrückt.

Nach der Theorie bestehen nun zwischen T_M , T_s und φ in Abhängigkeit von $e_0 i_0$ folgende Gesetze:

$$(14) \quad T_M = \frac{\gamma e_0 i_0}{2H} = \frac{\gamma e_0 i_0}{4R\pi\eta l}, \text{ d. h. } \frac{T_M}{e_0 i_0} = \frac{\gamma}{4R\pi\eta l} = \text{const.}$$

$$(15) \quad \left\{ \begin{array}{l} T_s = \frac{\gamma e_0 i_0}{2H} \frac{\left(\frac{H}{L}\right)}{\sqrt{\left(\frac{H}{L}\right)^2 + (2\omega)^2}}, \text{ d. h. } \\ \frac{T_s}{e_0 i_0} = \frac{\gamma}{2H} \frac{\left(\frac{H}{L}\right)}{\sqrt{\left(\frac{H}{L}\right)^2 + (2\omega)^2}} = \text{const.} \end{array} \right.$$

$$(16) \quad \varphi = \arctg \frac{H}{2L\omega},$$

d. h. unabhängig von $e_0 i_0$.

Wie diese drei Bedingungen durch die experimentellen Messungen erfüllt sind, zeigt Tab. 1:

Tabelle 1.

$e_0 i_0$	T_M	$\frac{T_M}{e_0 i_0}$	T_s	$\frac{T_s}{e_0 i_0}$	φ
92,354	559,55	6,05	126,0	1,3643	$16^\circ 20' 45,6''$
43,406	303,70	7,23	63,5	1,4629	14 47 42
27,032	215,00	7,95	37,5	1,3983	12 43 12
20,615	175,35	8,51	29,7	1,4407	12 13 40,8
8,075	81,40	10,08	13,1	1,5462	11 37 40,8
2,2636	22,25	9,83	4,0	1,7671	11 15 0

Man sieht sofort, daß in allen drei Fällen die Theorie nicht erfüllt ist; T_M , T_s und φ zeigen eine andere Abhängigkeit von $e_0 i_0$ als die Theorie ergibt. Trägt man die Werte von T_M , T_s und φ graphisch in Abhängigkeit von $e_0 i_0$ auf, so müßten sich nach der Theorie gerade Linien ergeben. Die Figg. 13–15, Taf. VIII, zeigen aber Kurven, die von der geraden Linie abweichen.

Bildet man nun die Werte:

$$\frac{T_M^{1,25}}{e_0 i_0}, \quad \frac{T_s^{1,25}}{e_0 i_0 \cdot \sin \varphi} \quad \text{und} \quad \frac{\lg \varphi}{T_M^{0,25}},$$

so findet man jetzt, daß die Werte für alle drei Ausdrücke konstant sind, d. h. also, es gelten die Gesetze:

$$(17) \quad T_M^{1,25} = \frac{\gamma e_0 i_0}{2H},$$

$$(18) \quad T_s^{1,25} = \frac{\gamma e_0 i_0}{2H} \cdot \sin \varphi,$$

$$(19) \quad \frac{\lg \varphi}{T_M^{0,25}} = \text{const. (vgl. Tab. 2).}$$

Tabelle 2.

$i_0 i_1$	T_M	$\frac{T_M^{1,25}}{e_0 i_0}$	T_s	$\frac{T_s^{1,25}}{e_0 i_0 \sin \varphi}$	φ	$\frac{\lg \varphi}{T_M^{0,25}}$	$\frac{\lg \varphi}{T_M^{0,20}}$	$b = 1 + \alpha$
12,354	559,55	29,467	126,0	16,241	16° 20' 45,6"	0,060303	0,08274	1,2498
4,406	303,70	29,208	63,5	16,209	14 47 42	0,063269	0,08419	1,2228
17,082	215,00	30,456	37,8	15,747	12 43 12	0,058950	0,07711	1,2524
20,615	175,35	30,950	29,7	15,879	12 13 40,8	0,059516	0,07711	1,2505
4,075	81,40	30,298	13,1	15,312	11 37 40,8	0,068510	0,08537	1,2527
2,3636	22,25 (?)	21,846	4,0 (?)	12,810	11 15 0	0,091586	0,1069	1,080 (?)

Der Grund für diese Abweichung der Resultate von den theoretischen Gesetzen liegt darin, daß die Voraussetzungen der Theorie nicht erfüllt sind. Für die Abkühlung eines Drahtes wurde einfach das Newtonsche Abkühlungsgesetz angenommen, d. h. es wurde angenommen, die Wärmeabgabe sei proportional der Temperaturdifferenz zwischen Draht und Umgebung. Daß nun dieses Gesetz höchstens bis 50° C. gilt, ist schon lange

bekannt, ja Alexander Perényi¹⁾ findet, daß das Newtonsche Abkühlungsgesetz für Drähte nur Gültigkeit hat für einen Temperaturüberschuß des Drahtes von 0,3 bis 3° C. Bereits im Jahre 1817 fanden Dulong und Petit²⁾ für die Wärmeabgabe eines Körpers in Luft das Gesetz:

$$\text{Wärmeabgabe} = W = m a^{\phi} (a^T - 1) + n T^b,$$

wo $A = m a^{\phi} (a^T - 1)$ den Anteil der Strahlung und wo $B = n T^b$ den Anteil der Konvektion und Leitung darstellt.

Hierin bedeuten:

ϕ = Temperatur der umgebenden Luft (bei 1 Atmosphäre Luftdruck) in Celsiusgraden,

T = Temperaturerhöhung des erwärmten Körpers über die Temperatur der Umgebung, ebenfalls in Celsiusgraden.

$a = 1,0077$ } bestimmt von Dulong und Petit, für alle Körper
 $b = 1,233$ } und unter allen Umständen gleich.

Die Faktoren m und n sind von E. Pécle³⁾ bestimmt, und zwar für Drähte nach Umrechnung auf cm, g, sec zu: $m = 3,464 \cdot 10^{-3} \cdot K_1$, wo K_1 eine dem Material eigentümliche Konstante (z. B. Kupfer: 0,16) ist; ferner: $n = 0,552 K_2$, wo K_2 abhängig ist von der Lage und Form des Körpers.

Für zylindrische, horizontale Körper ist:

$$K_2 = \left(0,0572 + \frac{0,212}{2R} \right).$$

Perényi⁴⁾ fand auf Grund der experimentellen Ergebnisse von Forbes⁵⁾ für n den Wert:

$$n = 0,3577 K_2,$$

1) Alexander Perényi, Bestimmungsmethoden der Wärmeemission und Temperatur elektrischer Leitungen. Elektrotechnische Zeitschr. 6. p. 321. 1884.

2) Dulong et Petit, Sur la mesure des températures et sur la loi de la communication de la chaleur. Annales de chim. et de phys. 7. 1817.

3) E. Pécle, Traité de la Chaleur considérée dans ses applications. 3^{ème} Edition, 1. p. 373 ff. Paris 1860.

4) Alexander Perényi, l. c.

5) G. Forbes, On the thickness of Wire required to carry different electric Currents without Overheating. The Electrician. 9. p. 497. London 1882.

so daß jetzt für cm, g, sec wird:

$$n = \left(0,0572 + \frac{0,212}{2R}\right) 0,3577,$$

$$n = \left(20,46 + \frac{75,83}{2R}\right) \cdot 10^{-6}.$$

Für die Wärmeabgabe durch Leitung und Konvektion wäre also zu setzen:

$$B = \left(20,46 + \frac{75,83}{2R}\right) \cdot 10^{-6} T^{1,233},$$

dagegen für die Wärmeabgabe durch Strahlung:

$$A = 3,464 \cdot 10^{-3} \cdot 1,0077^{\theta} (1,0077^T - 1) K_1.$$

Nimmt man für die Zimmertemperatur $\theta = 20^\circ$ an, für K_1 die Konstante des Kupfers nach Péclet zu 0,16 (für Platin ist K_1 nicht bestimmt), so wird A und B nach obiger Formel berechnet für die Verhältnisse dieser Arbeit:

- | | | | |
|----|----------------------|-----|--------------------|
| 1. | für $R = 0,00104$ cm | und | $T = 100^\circ$ C. |
| | „ $A = 0,0007448$ | „ | $B = 10,667$ |
| 2. | „ $R = 0,005$ cm | „ | $T = 100^\circ$ C. |
| | „ $A = 0,0007448$ | „ | $B = 2,2234$ |
| 3. | „ $R = 0,005$ cm | „ | $T = 500^\circ$ C. |
| | „ $A = 0,029228$ | „ | $B = 16,175.$ |

Aus diesen Werten geht hervor, daß A gegen B ohne großen Fehler vernachlässigt werden kann, welche Vernachlässigung um so mehr Berechtigung findet, je kleiner R und je kleiner T ist. Die unter 3. berechneten Werte geben das Verhältnis für A und B an, wie es im ungünstigsten Fall dieser Arbeit auftreten kann, nämlich für die höchste berechnete Temperatur von 500° C. und dem größten Radius $R = 0,005$ cm. Also auch in diesem Falle darf die Strahlung gegen die Konvektion vernachlässigt werden. Es bleibt also für die gesamte Wärmeabgabe eines Drahtes in Luft das Gesetz:

$$W = B = \left(20,46 + \frac{75,83}{2R}\right) 10^{-6} \cdot T^{1,233}$$

oder allgemein:

$$(30) \quad W = H' \cdot T^{1+\alpha},$$

wo H' ein Koeffizient ist, der von den besonderen Versuchsbedingungen abhängt.

Führt man an Stelle des Newtonschen Abkühlungsgesetzes dieses von Dulong und Petit in die obige Theorie ein, so folgt die Differentialgleichung:

$$(21) \quad \frac{dT}{dt} + \frac{H'}{L} T^{1+\alpha} = \frac{\gamma e_0 i_0}{L'} \sin^2 \omega t.$$

Die Lösung dieser Gleichung (21) ergibt in erster Annäherung:¹⁾

$$(22) \quad T = \left(\frac{\gamma e_0 i_0}{2H'} \right)^{\frac{1}{1+\alpha}} \left[1 - \frac{\sin \varphi}{1+\alpha} \sin(2\omega t + \varphi) \right],$$

wo ist:

$$(23) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\left(\frac{\gamma e_0 i_0}{2H'} \right)^{\frac{\alpha}{1+\alpha}} (1+\alpha)}{\frac{2\omega L'}{H'}}.$$

Es folgen also in der Tat für T_M und T_s dieselben Gesetze — was die Abhängigkeit dieser Größen von der Maximalleistung $e_0 i_0$ angeht —, wie die experimentellen Resultate oben zeigen; und zwar ist:

$$(24) \quad \frac{T_M^{1+\alpha}}{e_0 i_0} = \text{const.},$$

$$(25) \quad \frac{T_s^{1+\alpha}}{e_0 i_0 \sin \varphi} = \text{const.};$$

dagegen folgt für φ :

$$(26) \quad \frac{\operatorname{tg} \varphi}{T_M^{\frac{\alpha}{1+\alpha}}} = \text{const.},$$

daß aber auch dieses Gesetz zur Genüge erfüllt ist, zeigt die letzte Spalte von Tab. 2, wo für $\alpha = 0,25$, mithin $\alpha/1+\alpha = 0,20$ sich ergibt:

$$(26a) \quad \frac{\operatorname{tg} \varphi}{T_M^{0,20}} = \text{const.}$$

H' ist jetzt eine von der Temperatur unabhängige Konstante, während die Konstante H des Newtonschen Ab-

1) Für Anregung und Anleitung bei dieser Rechnung sage ich Hrn. D. Roschansky meinen herzlichsten Dank.

kühlungsgesetzes in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur gegeben ist durch:

$$H = H' \cdot T^{\alpha}.$$

Die beste Annäherung der praktischen Resultate an die obigen Gesetze (24), (25) und (26) gab der Exponent $b = 1 + \alpha = 1,25$. Es sei jetzt dieser Exponent aus der Theorie selbst nach der Beziehung:

$$(27) \quad T_s = T_M \frac{\sin \varphi}{1 + \alpha}$$

berechnet.

Bekannt sind T_M , T_s und φ , also folgt:

$$(27) \quad b = 1 + \alpha = \frac{T_M}{T_s} \sin \varphi,$$

mithin für $b = 1 + \alpha$ die Werte der Tab. 2.

Als guter Mittelwert ergibt sich der Exponent $b = 1,25$ und nicht $b = 1,233$, wie ihn Dulong und Petit fanden. L. Lorenz¹⁾ findet übrigens auf Grund theoretischer Betrachtungen über die äußere Wärmeleitung den Exponenten zu 1,25, so daß auch von dieser Seite her eine Rechtfertigung der obigen Resultate erwächst.

Es mag noch bemerkt werden, daß Gleichung (21) in zweiter Annäherung gelöst, wobei erst Glieder dritter Ordnung vernachlässigt werden, nur ein Zusatzglied bedingt, welches für die Berechnung der Resultate ohne Einfluß ist.

So ergibt sich für die mittlere Temperatur T_M der Ausdruck:

$$T_M = \left(\frac{\gamma e_0 i_0}{2 H'} \right)^{\frac{1}{1+\alpha}} \left[1 - \frac{\alpha}{1+\alpha} \sin^2 \varphi \right].$$

Für $(1 + \alpha) = 1,25$ und φ im Mittel zu 10° folgt:

$$T_M = \left(\frac{\gamma e_0 i_0}{2 H'} \right)^{\frac{1}{1+\alpha}} \cdot 0,993969,$$

was gegen:

$$(29) \quad T_M = \left(\frac{\gamma e_0 i_0}{2 H'} \right)^{\frac{1}{1+\alpha}}$$

in erster Annäherung nur einen sehr geringen Fehler bedeutet.

1) L. Lorenz, Über das Leistungsvermögen der Metalle für Wärme und Elektrizität. Wied. Ann. 13. p. 582. 1881.

b) Variation der Frequenz: ω .

Es wurde jetzt bei demselben Versuchsdraht unter Konstanthalten aller übrigen Größen durch Regulierung der Tourenzahl der Maschine der Wert von $\omega = \pi n$, wo n die Wechselzahl bedeutet, variiert. In Tabelle 3 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt:

Tabelle 3.

n	$\omega = \pi n$	$\epsilon_0 i_0$	T_M	T_s	φ
222,2	698,06	28,850	243,2	29,5	8° 24'
190,5	598,47	28,512	244,3	35,8	9° 24'
166,67	523,61	27,927	238,6	37,0	10° 24'
133,30	418,77	27,927	239,1	41,7	14° 20'
101,0	317,30	27,032	235,1	47,3	17° 36'
78,0	245,04	28,249	242,2	51,6	22° 30'

Ein Vergleich mit der Theorie zeigt nun folgendes:

$$(14) \quad T_M = \frac{\gamma \epsilon_0 i_0}{2H} = \frac{\gamma \epsilon_0 i_0}{4Rl\pi\eta} = \text{const.},$$

d. h. unabhängig von ω . Daß dies erfüllt ist, zeigen die Werte der Tabelle 3.

$$(15) \quad T_s = \frac{\gamma \epsilon_0 i_0}{2H} \cdot \frac{\left(\frac{H}{L}\right)}{\sqrt{\left(\frac{H}{L}\right)^2 + (2\omega)^2}},$$

d. h. mit wachsendem ω muß T_s abnehmen. Könnte man $(H/L)^2$ gegen $(2\omega)^2$ vernachlässigen, so müßte unter Heranziehung der Resultate von a) die Beziehung gelten:

$$T_s^{1.35} \omega = \text{const.},$$

und zwar um so genauer, je größer ω ist. Daß diese Bedingung in der Tat für hohe Werte von ω erfüllt ist, zeigen die Werte der Tabelle 4.

$$(16) \quad \varphi = \arctg \frac{H}{2\omega L}, \quad \text{d. h.} \quad \frac{1}{\omega \tg \varphi} = \text{const.}$$

Auch dieses Gesetz ist nach den Werten der Tabelle 4 erfüllt.

Tabelle 4.

n	$\pi n = \omega$	T	$T^{1,25} \omega$	φ	$\frac{1}{\omega \operatorname{tg} \varphi}$
222,2	698,06	29,5	47993,0	8° 24'	0,00970
190,5	598,47	35,3	51493,0	9° 24'	0,01009
166,67	528,61	37,0	47780,0	10° 24'	0,01041
133,3	418,77	41,7	43845,0	14° 20'	0,00985
101,0	317,80	47,3	39860,0	17° 36'	0,00993
78,0	245,04	51,6	33890,0	22° 30'	0,00985

Graphisch die Werte von T und φ in Abhängigkeit von ω dargestellt, geben die Figg. 16 und 17, Taf. VIII, die Kurven zeigen den Verlauf einer Hyperbel.

c) Variation des Drahradius: R .

Um die Abhängigkeit von T_M , T und φ vom Drahtradius R experimentell zu prüfen, wurden in zwei Versuchsreihen an Drähten verschiedener Dicke Aufnahmen gemacht, und zwar in der ersten Versuchsreihe an vier Drähten von 0,0208 mm Durchmesser bis 0,0513 mm und in der zweiten Versuchsreihe an fünf Drähten von 0,0513 mm bis 0,1 mm. Die Wechselzahl des Stromes betrug stets 100 pro sec. Während der ersten Versuchsreihe waren die Drähte in einer Pappröhre ausgespannt, während der zweiten dagegen war an Stelle der Pappröhre eine solche aus Glas getreten von derselben Größe. In diesen beiden verschiedenen Versuchsanordnungen kann eventuell eine Erklärung liegen für eine weiter unten hervortretende Abweichung der Resultate der beiden Versuchsreihen.

Da dieser Arbeit ursprünglich die Theorie von Cranz zugrunde gelegt war, d. h. die einzelnen Größen in Abhängigkeit vom Maximalstrom i_0 anstatt von der Maximalleistung $e_0 i_0$ betrachtet wurden, so sind bei den einzelnen Drähten die Aufnahmen möglichst bei demselben i_0 gemacht worden. Diese Resultate sind dann auf Grund der unter a) gewonnenen Gesetze, Gleichung (24), (25), (26) betreffend Abhängigkeit von $e_0 i_0$ auf ein konstantes $e_0 i_0$ (bzw. auf ein konstantes T_M) berechnet worden, um sie auf ihre Abhängigkeit vom Radius R prüfen zu können.

Die Resultate, die sich aus den Oszillogrammen ergaben, sind in Tab. 6 gegeben (I. und II. Versuchsreihe durch eine Linie getrennt).

Tabelle 6.

R in cm	Beobachtet				Berechnet auf: $\epsilon_0 i_0 = 40$		
	$\epsilon_0 i_0$	T_M	T_s	φ	T_M	T_s	φ
0,00104	40,000	283,00	62,0	15° 0' 0"	283,00	62,0	15° 0' 0"
0,00150	16,567	172,85	39,3	8 54 0	349,90	79,6	10 34 49
0,00205	7,594	119,70	25,0	6 16 44,4	452,24	94,5	8 43 15
0,002565	5,708	103,70	22,0	5 2 24	481,44	107,0	7 21 51,2
0,002565	57,530	423,60	121,2	8° 6' 0"	316,76	90,6	7° 32' 20,4"
0,00300	35,327	328,70	98,2	6 14 31,2	363,06	103,5	6 25 20,1
0,00375	22,573	265,80	29,6	5 0 0	420,08	46,8	5 36 9,2
0,00430	13,619	217,0	—	—	513,80	—	—
0,00500	7,477	143,1	—	—	547,40	—	—

Mit dem Beginn der zweiten Versuchsreihe bemerkt man in den Werten der Tabelle und auch in den Kurven (Fig. 18—20, Taf. VIII u. IX) einen Sprung, und zwar liegen die Temperaturwerte der zweiten Versuchsreihe bedeutend tiefer als die der ersten, was bedingt ist durch die größere Wärmeleitfähigkeit des Glases gegenüber der Pappe.

Vergleicht man nun die für $\epsilon_0 i_0 = 40$ berechneten Werte von T_M , T_s und φ mit den Forderungen der Theorie, so müßte folgen (Resultat von a) berücksichtigt und aus Gleichung (7) $H = 2R\pi l\eta$ und aus Gleichung (9) $L = k \cdot \rho \cdot c / \lambda$ eingesetzt):

$$(17) \quad T_M^{1,25} R = \frac{\gamma \epsilon_0 i_0}{4\pi l \eta} = \text{const.},$$

$$(18) \quad T_s^{1,25} = \frac{\gamma \epsilon_0 i_0}{4R\pi l \eta} \cdot \frac{R\pi l \eta}{\sqrt{R^2 \pi^2 l^2 \eta^2 \lambda^2 + \omega^2 k^2 \rho^2 c^2}},$$

d. h. $T_s^{1,25} R = \text{const.}$, sofern $\omega^2 \lambda^2 \rho^2 c^2$ vernachlässigt werden darf gegen $R^2 \pi^2 l^2 \eta^2 \lambda^2$.

$$(19) \text{ u. } (26) \quad \frac{\text{tg } \varphi}{T_M^{0,20}} = \frac{\eta R \pi l \lambda}{k \rho c \omega}, \text{ also: } \frac{\text{tg } \varphi}{R T_M^{0,20}} = \text{const.}$$

Es müßten also mit wachsendem R , T_M und T_s abnehmen, dagegen φ zunehmen (konstantes $\epsilon_0 i_0$ vorausgesetzt). Daß dies nicht der Fall ist, geht sofort aus Tab. 6 hervor.

Prüft man nun die Abhängigkeit von T_M , T_s und φ von R weiter, so findet man, daß die beste Annäherung erreicht wird durch die Gesetze:

$$1. \frac{T_M^{1,25}}{R} = \text{const.},$$

$$2. \frac{T_s^{1,25}}{R} = \text{const.},$$

$$3. \frac{R \cdot \text{tg } \varphi}{T_M^{0,25}} = \text{const.}$$

Diese Werte sind in Tab. 7 zusammengestellt. Stellt man die Abhängigkeit von T_M , T_s und φ von R graphisch dar, so erhält man die Kurven der Figg. 18–20, Taf. VIII u. IX.

Tabelle 7.

R in cm	T_M	$\frac{T_M^{1,25}}{R}$	T_s	$\frac{T_s^{1,25}}{R}$	φ	$\frac{R \text{ tg } \varphi}{T_M^{0,25}}$
0,00104	283,00	1116100	62,0	167280	15° 0' 0"	0,000087030
0,00150	349,90	1008900	79,6	158510	10 34 45	0,000085350
0,00205	452,24	1017300	94,5	143730	8 43 15	0,000091505
0,002565	481,44	879220	107,0	134170	7 21 51,2	0,000095580
0,002565	316,76	497410	90,6	108970	7° 32' 20,4"	0,00010638
0,00300	363,06	528280	108,5	116730	6 25 20,1	0,00010322
0,00375	420,08	507140	46,8	32644	5 36 9,2	0,00010938
0,00430	513,80	568390	—	—	—	—
0,00500	547,40	529550	—	—	—	—

Es zeigt sich also hier, daß das Newtonsche Abkühlungsgesetz auch in dieser Beziehung nicht gilt. In dem Gesetze:

$$(14) \quad T_M = \frac{\gamma \epsilon_i}{2H}$$

ist der Faktor H nicht, wie es das Newtonsche Gesetz gibt, gleich $2R\pi l$, was seine Abhängigkeit von R angeht, sondern:

$$H = \frac{2R\pi l}{R^2} = \frac{2\pi l}{R},$$

d. h. die spezifische Wärmeabgabe ist dem Drahradius umgekehrt proportional.

Setzt man diesen Wert in die Gleichung (13) für T ein, so folgt:

$$T = \frac{\gamma e_0 i_0 R}{4 \pi l \eta} \left[1 - \frac{\pi l \eta \lambda}{\sqrt{\pi^2 l^2 \eta^2 \lambda^2 + \omega^2 k^2 c^2 \varrho^2 R^2}} \sin (\omega t + \varphi) \right],$$

wo φ bestimmt wird durch:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\pi l \eta \lambda}{R \omega c \varrho k}.$$

Jetzt gibt die Theorie dieselbe Abhängigkeit der einzelnen Größen von R wie die praktischen Resultate: nämlich (unter Berücksichtigung des Resultates von a):

$$(28) \quad \frac{T_M^{1,25}}{R} = \frac{\gamma e_0 i_0}{4 \pi l \eta} = \text{const.},$$

$$(29) \quad \frac{T_s^{1,25}}{R} = \frac{\gamma e_0 i_0 \lambda}{4 \sqrt{\pi^2 l^2 \eta^2 \lambda^2 + \omega^2 k^2 c^2 \varrho^2 R^2}} = \text{const.},$$

soweit man $\omega^2 k^2 c^2 \varrho^2 R^2$ gegen $\pi^2 l^2 \eta^2 \lambda^2$ vernachlässigen kann.

$$(30) \quad \frac{R \operatorname{tg} \varphi}{T_M^{0,20}} = \frac{\pi l \eta \lambda}{\omega \cdot c \cdot \varrho \cdot k} = \text{const.}$$

Wie weit dieses Resultat mit den früheren Beobachtungen anderer Forscher übereinstimmt, mag weiter unten bei der Berechnung der Konstanten des Wärmeabgabevermögens erörtert werden.

d) Anfangsglied: $O_s - \left(\frac{R}{L}\right)t$.

Die Abhängigkeit des Anfangsgliedes von den einzelnen Größen wurde nicht untersucht, sondern nur der allgemeine Verlauf des Temperaturanstiegs beim Stromschluß durch einige Aufnahmen festgestellt. Bei diesen Aufnahmen war der Mechanismus des Momentverschlusses des photographischen Registrierapparates zugleich Stromschlüssel. Der Strom wurde also erst in dem Augenblick geschlossen, in dem der Verschuß für die Aufnahme geöffnet wurde. Die Oszillogramme zeigen, daß der Strom während der ersten Wechsel zu größeren Werten ansteigt, als bei dem stationären Zustand, der bereits nach drei bis vier Wechseln erreicht ist. Bedingt ist diese Erscheinung durch die mit der Zeit t steigende Temperatur des Drahtes, die ihrerseits wieder den Widerstand erhöht.

Wertet man eine solche Aufnahme aus und trägt die Temperaturwerte als Funktion der Zeit auf, so erhält man die ausgezogene Kurve von Fig. 21, Taf. IX. Die Temperatur steigt unter beständigem Schwanken um eine Mittellage nach

einer Exponentialfunktion (gestrichelt) an, die bereits nach einigen Wechseln ihren Endwert angenommen hat. Die Fig. 21, Taf. IX, gilt für den bisher verwandten Platindraht von 0,0208 mm Durchmesser und für einen Strom von 100 Wechseln pro sec. Die strichpunktierte Kurve von Fig. 21, Taf. IX, gibt die Stromkurve, wie sie direkt nach dem Oszillogramm gezeichnet ist.

- e) Berechnung des Wärmeabgabevermögens η und k , der Konstanten des Wärmeinhaltes der Umgebung.

Bei der Berechnung der Konstanten η und k soll zurückgegangen werden auf die ursprüngliche Gleichung der obigen Theorie, die erhalten wurde unter der Annahme der Gültigkeit des Newtonschen Abkühlungsgesetzes. Diese Gleichung (13) lautet (für H und L die Werte eingesetzt):

$$(13) \quad T = \frac{\gamma e_0 i_0}{4 R \pi l \eta} \left[1 - \frac{R \pi l \lambda}{\sqrt{R^2 \pi^2 l^2 \eta^2 \lambda^2 + \omega^2 k^2 c^2 q^2}} \sin(2 \omega t + \varphi) \right],$$

wo φ gegeben ist durch:

$$(16) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{R \pi l \eta \lambda}{\omega k c q}$$

(vorausgesetzt: $C \cdot e - \left(\frac{H}{L}\right)^2 = 0$).

Die Werte von T_M gestatten nach der Beziehung:

$$(14) \quad T_M = \frac{\gamma \cdot e_0 i_0}{4 R \pi l \eta}$$

die Größe η zu berechnen, während dann k gefunden wird aus den Werten von φ nach der Beziehung:

$$(16) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{R \pi l \eta \lambda}{\omega k c q}$$

1. Bei der Berechnung von η nach der Formel (14):

$$(14a) \quad \eta = \frac{\gamma e_0 i_0}{4 R \pi l T_M}$$

sind die Werte zu setzen:

$\gamma = 0,24$, Radius des Drahtes $R = 0,00104$ cm,

Länge des Drahtes $l = 100$ cm,

so daß folgt:

$$\eta = \frac{\gamma}{4 R \pi l} \cdot \frac{e_0 i_0}{T_M} = 0,026247 \cdot \frac{e_0 i_0}{T_M}.$$

Diese Werte η gibt die Spalte 3 der Tab. 8.

Tabelle 8.

$\epsilon_0 \cdot i_0$	T_M	η	η_{T_M}	
92,354	559,55	0,030810	0,006232	Im Mittel: $\eta_{T_M} = 0,006111$
43,406	303,70	0,026247	0,006287	
27,032	215,00	0,023100	0,006040	
20,615	175,35	0,021593	0,005934	
8,075	81,40	0,018208	0,006061	
2,2636	22,25 (?)	0,018683	0,003602	

Trägt man die Werte η in Abhängigkeit von T_M graphisch auf, so erhält man die Fig. 22, Taf. IX, d. h. η ist von T_M abhängig und zwar nach dem Gesetze:

$$(31) \quad \eta = \eta_{T_M} \cdot T_M^{0,25},$$

wo η_{T_M} jetzt unabhängig von T_M ist (angedeutet durch den Index T_M). Berechnet man nach dieser Beziehung (31) η_{T_M} , so erhält man in der Tat Werte, die für alle T_M konstant sind (vgl. Spalte 4, Tab. 8). Diese Werte ergeben demnach im Mittel für einen Platindraht von 0,00104 cm Radius ein spezifisches Wärmeabgabevermögen:

$$\eta_{T_M} = 0,006111,$$

vorausgesetzt, daß die Wärmeabgabe nach dem Newtonschen Gesetze proportional der Oberfläche ist.

Es ist bei diesem Mittelwert der letzte Wert der Tab. 8 nicht berücksichtigt, da er sichtlich das obige Gesetz nicht befolgt. Es mag dies seinen Grund darin haben, daß bei den niedrigen Temperaturen die Beobachtungsfehler am größten sind. Andererseits zeigen aber die beiden Werte von η für $T_M = 22,25^\circ \text{ C.}$ und $T_M = 81,40^\circ \text{ C.}$ gute Übereinstimmung, was dafür sprechen würde, daß in der Tat bei niedrigen Temperaturen die Größe η des Newtonschen Gesetzes unabhängig wäre von der Temperatur, d. h., daß einfach das Newtonsche Gesetz Gültigkeit habe. Gestützt wird diese Annahme durch gleiche Ergebnisse bei Versuchen unter 1 und 2 Atm. Überdruck, die weiter unten mitgeteilt werden.

Um nun für die Drähte verschiedener Dicke η zu finden, ist als Vergleichstemperatur $T_M = 300^\circ \text{ C.}$ gewählt, d. h. bei der Berechnung von η_{T_M} nach der Formel:

$$(14a) \text{ u. } (31) \quad \eta_{T_M} = \frac{\gamma e_0 i_0}{4 R \pi l \cdot T_M^{1,25}},$$

sind die bei jedem Drahte zu einer mittleren Temperatur $T_M = 300^\circ \text{ C.}$ gehörigen Werte von $e_0 i_0$ gesetzt. Diese Werte von $e_0 i_0$ sind mit den zugleich berechneten η_{T_M} = Werten in Tab. 9 ersichtlich.

Tabelle 9.

R in cm	$e_0 i_0$	η_{T_M}	η_{T_MR}	
0,00104	43,000	0,0063250	$0,68412 \cdot 10^{-8}$	$\left. \begin{array}{l} \text{Im Mittel:} \\ \eta_{T_MR} = 0,75911 \cdot 10^{-8} \end{array} \right\}$
0,00150	32,889	0,0033642	$0,75695 \cdot 10^{-8}$	
0,00205	23,946	0,0017869	$0,75094 \cdot 10^{-8}$	
0,002565	21,522	0,0012835	$0,84444 \cdot 10^{-8}$	
0,002565	37,376	0,0022290	$1,46651 \cdot 10^{-8}$	$\left. \begin{array}{l} \text{Im Mittel:} \\ \eta_{T_MR} = 1,44113 \cdot 10^{-8} \end{array} \right\}$
0,00300	31,514	0,0016069	$1,44621 \cdot 10^{-8}$	
0,00375	26,261	0,0010713	$1,50652 \cdot 10^{-8}$	
0,00430	20,416	0,0007263	$1,34293 \cdot 10^{-8}$	
0,00500	18,861	0,0005774	$1,44350 \cdot 10^{-8}$	

Die Werte von η_{T_M} in Abhängigkeit von R geben die Kurven der Fig. 23, Taf. IX. Man erhält für die Abhängigkeit von η_{T_M} von R das Gesetz:

$$(32) \quad \eta_{T_M} = \frac{\eta_{T_MR}}{R^2},$$

wo jetzt η_{T_MR} andeutet, daß η unabhängig von T_M und R ist, d. h. für alle Temperaturen und alle Drahtdicken denselben Wert hat (vgl. Spalte 4, Tab. 9).

Dies Resultat (32) sagt nun aus: Die gesamte Wärmeabgabe W eines Drahtes ist bei konstanter Temperatur proportional $2 R \pi l \eta / R^2$, also umgekehrt proportional dem Radius R , d. h. ein dickerer Draht gibt bei derselben Temperatur weniger Wärme ab als ein dünnerer; ein Ergebnis, welches von den Angaben anderer Forscher abweicht. Für das spezifische Wärmeabgabevermögen η_{T_M} findet man in der Literatur, was seine Abhängigkeit vom Radius angeht, die Form:

$$(33) \quad \eta_{T_M} = u + \frac{v}{2 R}$$

(u und v konstante Größen), während hier gefunden wurde:

$$(32) \quad \eta_{TM} = \frac{\eta_{TMR}}{R^2}.$$

So fand z. B. Perényi¹⁾ den Wert:

$$\eta_{TM} = \left(20,46 + \frac{75,88}{2R}\right) \cdot 10^{-8}.$$

Für einen Radius von 0,005 cm würde daraus folgen:

$$\eta_{TM} = (20,46 + 7583,0) \cdot 10^{-8},$$

so daß man also für dünne Drähte das konstante Glied u der obigen Formel (33) gegen $v/2R$ vernachlässigen könnte, und es würde folgen:

$$(34) \quad \eta_{TM} = \frac{\eta_{TMR}}{R}.$$

Bei Einführung dieses Gesetzes in die Theorie würde man durch die obigen praktischen Resultate zu der Annahme geführt werden, daß bei dünnen Drähten die Wärmeabgabe nicht proportional der Oberfläche, sondern einfach proportional der Länge zu setzen sei, denn dann würde für die gesamte Wärmeabgabe die Beziehung

$$(35) \quad W = \text{const.} \frac{l}{R}$$

folgen, der in der Tat die experimentellen Messungen genügen. Dies Resultat (35), die gesamte Wärmeabgabe sei nur proportional der Länge, folgerte bereits Kennelly²⁾ im Jahre 1889 aus seinen praktischen Versuchen, die er an vier blanken Drähten verschiedener Dicke und einem Band anstellte. Allerdings ist die Betrachtungsweise, durch die Kennelly zu diesem Resultat kommt, nicht ganz einwandfrei.³⁾

Eine weitere Vergleichung der hier für η gefundenen Werte mit den Werten anderer Forscher kann nur der Größenordnung nach geschehen, da die einzelnen Angaben sehr voneinander abweichen, und es überhaupt wegen des

1) Alexander Perényi, l. c.

2) A. E. Kennelly, On the Heating of conductors by electric currents. The Electrician 24. p. 142. 1889.

3) J. Teichmüller, Die Erwärmungen der elektrischen Leitungen, Stuttgart 1905. p. 28.

großen Einflusses der Umgebung der Drähte unmöglich ist, einen für alle Fälle gültigen Wert anzugeben, wie schon deutlich aus den Abweichungen in den beiden hier mitgeteilten Versuchsreihen erhellt. Die Größenordnung von η wird von allen Forschern zu 10^{-2} bis 10^{-3} angegeben, was mit den hier gefundenen Werten übereinstimmt.

Werte für die hier berechneten η_{T_M} und $\eta_{T_M R}$, also η unabhängig von T_M , und R finden sich in der Literatur nicht.

2. Bei der Berechnung von k (vgl. Gleichung (9)) nach der Beziehung:

$$(18a) \quad k = \frac{\pi l \cdot \eta \cdot \lambda \cdot R}{\omega \cdot c \cdot \varrho \cdot \operatorname{tg} \varphi}$$

muß zunächst bedacht werden, daß die Größen λ , c und ϱ Funktionen der Temperatur und des Druckes sind. Diese Änderungen der Größen λ und c , das sind: der Wärmeleitfähigkeit und der spezifischen Wärme der Luft, sind allerdings so gering, daß sie wohl in das Gebiet der Beobachtungsfehler der obigen Versuchsmethode fallen, so daß sie unberücksichtigt bleiben können, dagegen können die Werte der spezifischen Dichte ϱ beträchtlicher variieren, so daß diesem Umstand Rechnung getragen werden mag, indem nach der Gleichung:

$$(36) \quad \varrho_T = \frac{\varrho_0}{1 + \beta T} \cdot \frac{p}{760},$$

wo $\beta = 1/273 = 0,00367$ und p , der Druck in Millimeter Quecksilber zu messen ist, jedesmal ϱ_T für eine mittlere Temperatur von 200°C . in die Rechnung eingeführt wird.

Es sei nun zunächst die Abhängigkeit des Koeffizienten k von der Temperatur T_M und dem Drahtradius R geprüft. Daß k von der Temperatur unabhängig ist, geht aus Tab. 10 hervor, indem $\operatorname{tg} \varphi$ dieselbe Abhängigkeit von der Temperatur T_M zeigt, wie η und somit die Werte $\eta/\operatorname{tg} \varphi$ konstant sind.

Tabelle 10.

$\epsilon_0 \epsilon_0$	T_M	η	φ	$\frac{\eta}{\operatorname{tg} \varphi}$
92,354	559,55	0,030310	$16^\circ 20' 45,6''$	0,10287
43,406	303,70	0,026247	$14^\circ 47' 42''$	0,09938
27,032	215,00	0,023100	$12^\circ 43' 12''$	0,10233
20,615	175,35	0,021593	$12^\circ 13' 40,8''$	0,099633
8,075	81,40	0,018203	$11^\circ 37' 40,8''$	0,08889
2,2636	22,25	0,018683	$11^\circ 15' 0''$	0,098925

Bei der Berechnung von η ergab sich weiter das Resultat (32), daß η umgekehrt proportional dem Quadrate des Radius R ist, daß also die Formel (16a) für k unter Berücksichtigung der Beziehung:

$$\eta = \frac{\eta_R}{R^2} \quad (\eta_R \text{ d. h. } \eta \text{ unabhängig von } R)$$

jetzt lautet:

$$(37) \quad k = \frac{\pi \cdot \eta_R \cdot \lambda \cdot l}{\omega \cdot c \cdot \varphi \cdot R \operatorname{tg} \varphi}.$$

Berechnet man also aus den bei verschiedenem R und verschiedenem T_M beobachteten Werten φ , die Werte von φ bei verschiedenem R aber konstanter Vergleichstemperatur $T_M = 300^\circ \text{ C.}$ nach der Beziehung:

$$(26a) \quad \frac{\operatorname{tg} \varphi}{T_M^{0,20}} = \text{const.},$$

so muß sich ergeben $R \cdot \operatorname{tg} \varphi = \text{const.}$, falls k auch von R unabhängig sein soll. Daß dies in der Tat der Fall ist, geht aus den Werten der Tab. 11 hervor.

Tabelle 11.

R in cm	T_M	φ	T_M	φ	$R \operatorname{tg} \varphi$
0,00104	300,00	15° 0' 0"	300	15° 0' 0"	0,0002787
0,00150	172,85	8 54 0	300	10 11 22,3	0,0002696
0,00205	119,70	6 16 44,4	300	7 52 31	0,0002838
0,002565	103,70	5 2 24	300	6 33 9,7	0,0002946
0,002565	423,60	8° 6' 0"	300	7° 26' 13,3"	0,0003349
0,00300	323,70	6 14 31,2	300	6 6 8	0,0003207
0,00375	265,80	5 0 0	300	5 9 8	0,0003381
0,00480	217,00	—	300	—	—
0,00500	143,10	—	300	—	—

Man kann also k berechnen nach der Formel:

$$(37) \quad k = \frac{\pi \cdot \lambda \cdot l}{\omega \cdot c \cdot \varphi} \cdot \frac{\eta_R}{R \operatorname{tg} \varphi},$$

wo η_R gegeben ist durch:

$$(14a) \text{ u. } (32) \quad \eta_R = \frac{\gamma c_0 i_0 R}{4 \pi l T_M},$$

so daß für k jetzt gilt:

$$(38) \quad k = \frac{\gamma \cdot \lambda}{4 \omega c \varphi} \cdot \frac{c_0 i_0}{T_M \operatorname{tg} \varphi}.$$

Dieser Ausdruck ist von R unabhängig, und da $\epsilon_0 i_0 / T_M \operatorname{tg} \varphi$ konstant ist, so folgt auch k für alle Fälle konstant.

Für die numerische Berechnung von k für Platindraht in Luft sind nun folgende Größen zu setzen:

$$\gamma = 0,24;$$

Wärmeleitfähigkeit:

$$\lambda = 0,0000561;$$

spezifische Wärme:

$$c = 0,237;$$

Frequenz des Stromes

$$\omega = \pi \cdot 100 \text{ (100 Wechsel pro sec);}$$

spezifische Dichte, nach Gleichung (36):

$$\rho_T = \frac{0,0012932}{1 + 0,003675} \cdot \frac{p}{760} = 0,0007458 \text{ für } T = 200^\circ \text{ C.}$$

und $p = 760$ mm, so daß wird:

$$k = 0,000060618 \cdot \frac{\epsilon_0 i_0}{T_M \operatorname{tg} \varphi},$$

k ist aus den Werten der direkten Beobachtung für die verschiedenen Radien berechnet. Die Werte sind zusammengestellt in Tab. 12.

Tabelle 12.

R in cm	$\epsilon_0 i_0$	T_M	φ	$\frac{\epsilon_0 i_0}{T_M \operatorname{tg} \varphi}$	k
0,00104	43,000	300,00	15° 0' 0''	0,53494	0,000032426
0,00150	16,567	172,85	8 54 0	0,61203	0,000037102
0,00205	7,594	119,70	6 16 44,4	0,57660	0,000034952
0,002565	5,703	103,70	5 2 24	0,62357	0,000037800
0,002565	57,530	423,60	8° 6' 0''	0,95425	0,000057844
0,00300	35,327	328,70	6 14 31,2	0,98260	0,000059563
0,00375	22,573	265,80	5 0 0	0,97070	0,000058943
0,00430	13,619	217,00	—	—	—
0,00500	7,477	143,00	—	—	—

Diese Werte von k zeigen in den beiden Versuchsreihen genügende Konstanz. Für die erste Versuchsreihe ist im Mittel:

$$k = 0,000035556.$$

Dieser Wert von k folgt bei Zugrundelegung des Newtonschen Abkühlungsgesetzes aus der Beziehung:

$$(16) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{H}{2 \omega L} = \frac{R \cdot \pi \cdot l \cdot \eta \cdot \lambda}{\omega \cdot k \cdot \varrho \cdot c}.$$

Wir haben nun die Gesetze gefunden:

$$(31) \quad \eta = \eta_{T_M} \cdot T_M^a$$

und

$$(32) \quad \eta_{T_M} = \frac{\eta_{T_M R}}{R^2},$$

mithin:

$$\eta = \frac{\eta_{T_M R}}{R^2} \cdot T_M^a,$$

so daß folgt:

$$(39) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\pi \cdot l \cdot \lambda}{\omega \cdot k \cdot \varrho \cdot c} \cdot \frac{\eta_{T_M R}}{R} \cdot T_M^a,$$

oder nach k aufgelöst:

$$(39a) \quad k = \frac{\pi \cdot l \cdot \lambda}{\omega \cdot \varrho \cdot c \cdot \operatorname{tg} \varphi} \cdot \frac{\eta_{T_M R}}{R} \cdot T_M^a.$$

Bei Einführung des Dulong-Petitschen Abkühlungsgesetzes in die Theorie ergab sich für φ der Wert:

$$(23) \quad \left\{ \begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi &= \frac{\left(\frac{\gamma c_0 i_0}{2 H'} \right)^{\frac{a}{1+a}} (1+a)}{\frac{2 \omega L'}{H'}} = \frac{T_M^a (1+a) \cdot H'}{2 \omega L'} \\ &= \frac{R \pi l \lambda}{\omega \cdot k' \cdot \varrho \cdot c} \cdot \eta_{T_M} \cdot T_M^a (1 + \alpha), \end{aligned} \right.$$

wo η_{T_M} unabhängig von T_M ist, aber — was die Abhängigkeit von R angeht — dem Gesetze folgt:

$$(32) \quad \eta_{T_M} = \frac{\eta_{T_M R}}{R^2},$$

so daß jetzt wird:

$$(40) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\pi \cdot l \cdot \lambda \cdot \eta_{T_M R}}{\omega \cdot \varrho \cdot c \cdot k' \cdot R} \cdot T_M^a (1 + \alpha),$$

oder nach k' aufgelöst:

$$(40a) \quad k' = \frac{\pi \cdot l \cdot \lambda}{\omega \cdot \varrho \cdot c} \cdot \frac{\eta_{T_M R}}{R \operatorname{tg} \varphi} \cdot T_M^a (1 + \alpha).$$

Durch Vergleich von (39a) und (40a) folgt:

$$(41) \quad k' = k(1 + \alpha);$$

also ergibt sich für die Konstante des Wärmehaltes der Umgebung bei Zugrundelegung des Dulong-Petitschen Wärmeabgabegesetzes der numerische Wert:

$$k' = 0,000035556 \cdot 1,25 = 0,00004444500.$$

2. Nickeldraht.¹⁾

Dieselben Untersuchungen, wie sie eben für Platindraht mitgeteilt sind, wurden ausgeführt an Nickeldrähten derselben Dicke, ausgespannt in der Pappröhre. Was oben von der Form der Temperaturkurve und der Konstruktion der dynamischen Charakteristiken gesagt ist, behält auch hier seine Gültigkeit. In erster Linie wurde Nickeldraht von 0,0208 mm Durchmesser verwandt, dessen Temperaturkoeffizient sich bis 200° C. bestimmte zu $\alpha = 0,004113$ und dessen Widerstand bei 20,8° C. für 1 m Länge 212,43 Ohm betrug.

Bei der Temperaturbestimmung ergaben sich jedoch bei höheren Temperaturen erhebliche Abweichungen von den bisher gefundenen Gesetzen, die nicht auf Beobachtungsfehler zurückgeführt werden konnten, indem sich nämlich schon bei verhältnismäßig geringer Stromstärke eine unmöglich hohe Temperatur berechnete. Diese falschen Temperaturbestimmungen finden aber ihre Erklärung sofort durch den unsteten Verlauf der statischen Charakteristik (Fig. 24, Taf. IX). Bis etwa 0,11 Amp. verläuft die Charakteristik allmählich ansteigend; bis zu diesem Punkt gilt der bestimmte Temperaturkoeffizient; die Temperatur beträgt hier 200° C. Dann aber wird die Charakteristik immer steiler und steiler, um schließlich wieder bei etwa 0,155 Amp. durch einen Knick in einen weniger steilen Verlauf überzugehen. Es gilt also für Temperaturen, die bedingt sind durch einen Strom größer als 0,11 Amp., ein bedeutend größerer Temperaturkoeffizient als bis 200° C. bestimmt werden konnte, mithin berechnen sich natürlich die Temperaturen aus der Gleichung:

$$(8) \quad T = \frac{w_T - w_{T_0}}{\alpha \cdot w_{T_0}}$$

1) Nähere Angaben vgl. Dissertation.

zu hoch; z. B. tritt erst bei 0,2 Amp. Rotglut ein, d. h. die Temperatur beträgt hier etwa 500—600° C., dagegen berechnete sie sich aus der Formel (8) für 0,155 Amp. zu 730° C.

Dieses Verhalten des Nickeldrahtes deckt sich mit der Tatsache, daß Nickel bei etwa 330° C. eine Umwandlung erleidet; es geht hier aus den unmagnetischen in den magnetischen Zustand über und ändert zugleich auch seine übrigen physikalischen Eigenschaften sprunghaft.

Durch diese unstetige Widerstandsänderung sind nun allerdings die Resultate wesentlich beeinflusst, immerhin lassen sich aber doch, wenn man diese Unregelmäßigkeit gebührend in Betracht zieht, brauchbare Schlüsse ziehen.

Die Gesetzmäßigkeiten, wie sie sich an Platindrähten ergeben haben, werden hier durchaus bestätigt (vgl. Figg. 13 bis 23). Für den Exponenten b scheint der Wert: 1,233 die beste Annäherung zu geben. Für die Konstanten folgen die Werte:

$$\eta_{TMR} = 0,6588 \cdot 10^{-8},$$

$$k = 0,000045766; \quad k' = 0,000056429.$$

B. Untersuchungen in Luft bei verändertem Druck und in Gasen.

1. Allgemeinen.

Die bisher mitgeteilten Versuchsergebnisse ergaben sich an blanken Drähten, die wagerecht ausgespannt waren. Es war so dafür gesorgt, daß bei den einzelnen Versuchsreihen, deren Ergebnisse miteinander verglichen werden sollten, das spezifische Wärmeabgabevermögen η , d. h. diejenige Wärmemenge, die von der Flächeneinheit in der Zeiteinheit abgegeben wird, wenn die Temperatur des Drahtes um 1° C. höher ist, als die der Umgebung, konstant war. Dieses Wärmeabgabevermögen η ist nun wesentlich bedingt durch die Oberflächenbeschaffenheit der Drähte, die Art der Ausspannung der Drähte und insbesondere durch den Zustand und die Eigenschaften des die Drähte umgebenden Gases.

Im folgenden werden die Ergebnisse von Untersuchungen mitgeteilt, die angestellt wurden alle an ein und demselben Platindraht von 0,0208 mm Durchmesser in verschiedenen Gasen und unter verschiedenen Drucken ausgespannt.

Die Versuchsanordnung war genau dieselbe wie bisher, nur trat jetzt an Stelle der Pappröhre, in der die Drähte ausgespannt waren, eine solche aus Glas von 10 cm Weite und 120 cm Länge. An dem einen Ende war die Glasröhre durch einen mit Marineleim fest aufgekitteten Messingdeckel dicht verschlossen. Das andere Ende trug zunächst einen gut aufgekitteten Messingring, auf den wieder ein Deckel fest aufgeschraubt werden konnte. Durch diesen abschraubbaren Messingdeckel war ein Auswechseln der Drähte sehr leicht möglich. Jedes Ende der Röhre trug außerdem eine mit einem Hahn verschließbare Gaszuführung.

Für die Berechnung der Konstanten η und k gelten in allen folgenden Versuchsreihen die Beziehungen:

$$(42) \quad \eta_{TMR} = \frac{\gamma e_0 i_0 R}{4\pi l T_M^b},$$

welche aus den Ergebnissen (14a), (31), (32) folgt und

$$(38) \quad k = \frac{\gamma \cdot \lambda}{4\omega c q} \cdot \frac{e_0 i_0}{T_M \cdot \operatorname{tg} \varphi};$$

ferner:

$$(41) \quad K = k \cdot b,$$

wo der Exponent b für jede Versuchsreihe zu bestimmen ist. Zur Berechnung des Exponenten $b = (1 + \alpha)$ dient die Beziehung:

$$(37) \quad b = 1 + \alpha = \frac{T_M}{T_s} \cdot \sin \varphi.$$

2. Versuche in Luft bei verändertem Druck.

a) Von den Versuchen in atmosphärischer Luft, wie sie oben ausführlich mitgeteilt sind, seien hier kurz noch einmal die gewonnenen Resultate angeführt:

Für T_M , T_s und φ ergaben sich die Gesetze:

$$(28) \quad T_M^b = \frac{\gamma e_0 i_0 R}{4\pi l \eta_{TMR}},$$

$$(29) \quad T_s^b = \frac{\gamma \cdot e_0 i_0 R \cdot \lambda}{4 \sqrt{\pi^2 l^2 \eta_{TMR}^2 \lambda^2 + \omega^2 k^2 c^2 q^2 R^2}},$$

$$(30) \quad \frac{\operatorname{tg} \varphi}{T_M^{\frac{\alpha}{1+\alpha}}} = \frac{\pi l \eta_{TMR} \cdot \lambda}{R \cdot \omega \cdot c \cdot q k},$$

wo b sich ergab zu 1,25, mithin $\alpha = 0,25$.

Ferner berechnete sich:

$$\eta_{TMR} \text{ zu } 0,75911 \cdot 10^{-8},$$

$$k \text{ zu } 0,000035556 \text{ und } k' \text{ zu } 0,000044445.$$

b) Versuche in Luft bei 1 Atm. Überdruck.

Das eine Ende der Röhre wurde fest verschlossen, das andere war mittels eines Messingrohres mit einer mit komprimierter Luft von 10 Atm. gefüllten Bombe verbunden. An der Bombe befand sich ein Regulierventil mit Manometer, welches ermöglichte, den Druck genau einzustellen. Die Ergebnisse zeigt Tab. 23.

Tabelle 23.

$e_0 i_0$	T_M	T_s	φ	$\frac{T_M^{1,45}}{e_0 i_0}$	b	$\frac{\lg \varphi}{T_M^{0,31}}$
65,422	393,95	84,0	18° 12' 0"	88,650	1,4478	0,051561
40,312	276,45	54,2	16 33 7,2	86,085	1,4530	0,052017
15,725	151,85	21,2	11 43 40,8	92,590	1,4560	0,049750
7,883	91,80	10,5	9 31 37,2	89,010	1,4470	0,041841
4,107	37,50 (?)	5,2 (?)	8 52 7,2	46,650 (?)	1,1120 (?)	0,051912

Danach ergeben sich dieselben Gesetze wie in Luft bei gewöhnlichem Druck, nur bestimmt sich der Exponent b zu 1,45.

Bei der Berechnung von k ist zu setzen:

$$\gamma = 0,24, \quad \lambda = 0,0000561, \quad \omega = \pi \cdot 100, \quad c = 0,237,$$

$$\varrho_T = \frac{0,0012932}{1 + 0,00361 \cdot 200} \cdot \frac{760}{760} \cdot 2 = 0,0014916,$$

mithin:

$$k = 0,000030309 \cdot \frac{e_0 i_0}{T_M \cdot \lg \varphi}.$$

Es folgen die Mittelwerte:

$$\eta_{TMR} = 0,22312 \cdot 10^{-8}.$$

$$k = 0,000015201, \quad k' = 0,000022041,$$

c) Versuche in Luft bei 2 Atm. Überdruck.

Die Versuchsanordnung war dieselbe wie bei 2. b). Die Aufnahmen wurden jetzt bei 2 Atm. Überdruck ausgeführt. Die Resultate sind die der Tab. 25.

Tabelle 25.

$e_0 i_0$	T_M	T_s	φ	$\frac{T_M^{1,50}}{e_0 i_0}$	b	$\frac{\lg \varphi}{T_M^{0,333}}$
67,376	381,10	95,1	22° 0' 0''	110,42	1,5012	0,057137
41,646	269,25	60,7	19 46 48	106,09	1,5011	0,057097
17,417	150,90	25,5	14 39 0	106,43	1,4967	0,049185
8,194	91,25	11,9	11 18 50,4	106,38	1,5047	0,044503
4,153	43,65 (?)	7,5 (?)	11 15 0	69,44 (?)	1,1354 (?)	0,056565

Man erhält für b bei der besten Annäherung $b = 1,50$.

k ist zu berechnen nach:

$$\gamma = 0,24, \quad \lambda = 0,0000561, \quad \omega = \pi \cdot 100, \quad c = 0,237,$$

$$\varrho_T = \frac{0,0012932}{1 + 0,00361 \cdot 200} \cdot \frac{760}{760} \cdot 3 = 0,0022374,$$

mithin:

$$k = 0,000020206 \cdot \frac{e_0 i_0}{T_M \lg \varphi}.$$

Es ergeben sich die Mittelwerte:

$$\eta_{TMR} = 0,18511 \cdot 10^{-8}.$$

$$k = 0,00000888075, \quad k' = 0,0000133211.$$

d) Versuche im Vakuum (0,03 mm Druck).

Nachdem das Zuführungsrohr an dem einen Ende der Röhre fest zugeschmolzen war, wurde das andere Zuführungsrohr mit zwei Zuleitungen versehen, von denen die eine zu einer rotierenden Gaedeschen Quecksilberluftpumpe führte, während die andere mit einem Mac Leodeschen Manometer verbunden war. Alle Verbindungen waren aus Glas geblasen und mittels Glasspiralen möglichst federnd gehalten. Eine rotierende Ölpumpe lieferte das Vorvakuum für die Quecksilberpumpe, eine Wasserstrahlpumpe wieder das Vorvakuum der Ölpumpe. An dem Manometer konnte zu jeder Zeit der Druck auf $\frac{1}{1000}$ mm genau abgelesen werden.

Es wurde ein Vakuum von 0,03 mm Druck erzielt. Die Aufnahmen, die bei diesem Druck aufgenommen wurden, lieferten die Werte der Tab. 27.

Tabelle 27.

$e_0 i_0$	T_M	T_s	φ
6,0242	397,75	24,9	0
1,6034	152,65	9,5	0
1,5574	144,85	9,1	0
0,8613	83,70	7,8	0
0,5063	41,50	3,6	0

Bei den Versuchen im Vakuum tritt die Konvektion gegenüber der Strahlung vollkommen zurück, so daß sich für die Wärmeabgabe das Stefansche Strahlungsgesetz: $W = c \cdot T^4$ hätte ergeben müssen. Aus den Ergebnissen aber ist dies nicht zu erkennen; es lassen sich keine bestimmte Beziehungen zwischen der Leistung $e_0 i_0$ und der Temperatur ableiten. Der Grund hierfür ist zu suchen in der Unzulänglichkeit der oszillographischen Untersuchungsmethode bei kleinen Stromstärken. Schon eine Stromstärke von 0,05 Amp. brachte den Versuchsdraht in starke Rotglut, so daß gegenüber diesen geringen Stromstärken die Beobachtungsfehler beträchtlich werden mußten.

Man kommt aber zu dem Schluß, daß die Wärmeabgabe sehr gering ist, da schon eine sehr kleine Leistung $e_0 i_0$ den Draht auf hohe Temperatur erhitzt. Ein Phasenwinkel φ konnte nicht gemessen werden; die Temperatur folgt also der Leistung $e_0 i_0$ momentan. Auch dies spricht für ein kleines Wärmeabgabevermögen η .

Hierin liegt bekanntlich der Grund für die Ökonomie der Glühlampen. Die in den — im Vakuum ausgespannten — Glühfäden umgesetzte elektrische Energie wird nur zur Erhöhung der Temperatur des Fadens und damit zur Erhöhung der Leuchtkraft desselben verwandt, indem durch das geringe Wärmeleitvermögen des Vakuums die schädlichen Energieverluste durch Wärmeabgabe nach außen möglichst vermindert sind.

e) Durch Vergleich der unter B. 2. mitgeteilten Messungen kommt man zu dem Ergebnis, daß der Exponent b in der Gleichung:

$$\text{Wärmeabgabe} = W = n \cdot T^b$$

nicht unabhängig ist von dem Druck, wie es Dulong und Petit fanden, sondern gemäß den Zahlen 1,25, 1,45, 1,50 bei 1, 2, 3 Atm. Luftdruck mit wachsendem Druck größer wird. Die Messungen von Dulong und Petit sind angestellt an einem Thermometer unter Variation des Druckes von 760 mm bis 45 mm. Es ist deshalb damit die Gültigkeit der Annahme, daß b für alle Drucke, speziell auch für höhere als 1 Atm. konstant ist, durchaus nicht erwiesen, was aus den obigen Messungen für höhere Drucke ersichtlich hervorgeht.

Auch die Werte des spezifischen Wärmeabgabevermögens η_{TMR} und der Konstanten k und k' sind mit dem Druck veränderlich (vgl. Tab. 28).

Tabelle 28.

	η_{TMR}	k	k'
Atmosphärische Luft	$0,75911 \cdot 10^{-8}$	0,000035556	0,000044445
1 Atm. Überdruck	$0,22312 \cdot 10^{-8}$	0,000015201	0,000022041
2 " "	$0,18511 \cdot 10^{-8}$	0,000008881	0,000013321

Sowohl η_{TMR} als auch k und k' werden mit wachsendem Druck kleiner, d. h. die Wärmeabgabe wird mit steigendem Druck geringer.

Kombiniert man dies Resultat mit dem unter d) gefundenen, nämlich: daß die Wärmeabgabe im Vakuum sehr geringe Werte annimmt, so ergibt sich notwendig, daß die Wärmeabgabe etwa bei atmosphärischer Luft ein Maximum erreicht, und von dort aus sowohl mit wachsendem wie mit sinkendem Druck abnimmt.

Zu durchaus entsprechenden Resultaten kam Cl. Hess¹⁾ bei der experimentellen Untersuchung der Helligkeit zweier Swanlampen (zu 16 N.K.). Er fand nämlich, daß die Leucht-

1) Cl. Hess, Zentralblatt für Elektrotechnik 8. p. 675. 1886.

kraft bei unverändertem Arbeitsverbrauch sich asymptotisch zwei Grenzwerten nähert, von denen der eine *bei vollkommener Leere*, der andere *bei hohem Gasgehalt* der Lampe erreicht wird. In beiden Grenzfällen muß also die Wärmeabgabe gering sein, damit die gesamte Energie zur Entwicklung der Leuchtkraft verwandt werden kann.

3. Versuche in Gasen.

a) Versuche in Kohlensäure.

Die Röhre wurde durch das eine Gaszuführungsrohr mit einer Kohlensäurebombe verbunden. Nachdem die ganze Röhre mit Kohlensäure gefüllt war, wurden an beiden Gaszuführungsöffnungen der Röhre die Hähne geschlossen und sofort die Aufnahme gemacht. Die Ergebnisse sind in Tab. 29 angegeben.

Tabelle 29.

$e_0 i_0$	T_M	T_s	φ	$\frac{T_M^{1,30}}{e_0 i_0}$	b	$\frac{\lg \varphi}{T_M^{0,280}}$
83,203	492,25	72,3	11° 0' 0''	37,994	1,2991	0,046714
48,465	335,50	40,8	9 4 48	39,465	1,2977	0,041952
22,645	208,35	22,3	8 0 0	45,652	1,3307	0,041160
7,359	84,40	6,95	6 8 24	44,881	1,2980	0,038785
2,066	32,60	2,0	4 31 12	43,393	1,2846	0,035472

Für den Exponenten b gibt der Wert 1,30 die beste Annäherung.

Für die Berechnung von k ist zu setzen:

$$\gamma = 0,24, \quad \lambda = 0,0000335, \quad \omega = \pi \cdot 100, \quad c = 0,2025,$$

$$\rho_T = \frac{0,001965}{1 + 0,00361 \cdot 200} \cdot \frac{760}{760} = 0,0011332 \text{ (für } 200^\circ \text{ C.)},$$

so daß wird:

$$k = 0,000027881 \cdot \frac{e_0 i_0}{T_M \lg \varphi}.$$

Es ergeben sich die Mittelwerte:

$$\eta_{TMR} = 0,47188 \cdot 10^{-8}; \quad k = 0,0000231914;$$

$$k' = 0,0000301488.$$

b) Versuche in Wasserstoff.

Der Wasserstoff wurde in einem Kippschen Apparat aus Zink und Schwefelsäure entwickelt, durch Chlorcalcium getrocknet und in die Röhre eingeleitet. Während der Aufnahme war die Röhre an beiden Enden geschlossen. Die Ergebnisse sind in Tab. 31 verzeichnet.

Tabelle 31.

$e_0 i_0$	T_M	T_s	φ	$\frac{T_M^{1,20}}{e_0 i_0}$	b	$\frac{\lg \varphi}{T_M^{0,167}}$
208,473	415,45	197,8	34° 51' 36''	6,6532	1,2005	0,25449
153,075	297,45	139,5	34 14 24	6,0700	1,1998	0,26294
95,663	210,45	98,5	34 25 12	6,4126	1,2077	0,28026
62,565	138,90	66,0	34 58 48	5,9553	1,2065	0,30644
44,193	113,25	45,0	29 23 16,8	6,6236	1,2003	0,25565

Es folgt für den Exponenten b der Wert: 1,20.

Für die Berechnung von k sind die Werte zu setzen:

$$\gamma = 0,24; \quad \lambda = 0,0003872; \quad \omega = \pi \cdot 100; \quad c = 3,409;$$

$$\rho_T = \frac{0,00009005}{1 + 0,00361 \cdot 200} \cdot \frac{760}{760} = 0,00005193 \text{ (für } 200^\circ \text{ C.)}$$

so daß wird:

$$k = 0,00041773 \cdot \frac{e_0 i_0}{T_M \lg \varphi}.$$

Es ergeben sich folgende Mittelwerte:

$$\eta_{MR} = 3,1380 \cdot 10^{-8}; \quad k = 0,000288996; \quad k' = 0,000346795.$$

e) Versuche in Leuchtgas.

Das Leuchtgas wurde direkt aus dem Gashahn entnommen und in die Röhre eingeleitet. Während der Aufnahme waren wieder an beiden Enden der Röhre die Hähne geschlossen. Die Ergebnisse gibt Tab. 33 wieder.

Tabelle 33.

$e_0 i_0$	T_M	T_s	φ	$\frac{T_M^{1,25}}{e_0 i_0}$	b	$\frac{\lg \varphi}{T_M^{0,30}}$
162,905	410,60	181,5	34° 12' 0''	11,320	1,2683	0,20397
109,420	301,15	126,9	31 45 50,4	11,465	1,2493	0,19771
57,051	162,70	67,5	31 13 12	10,185	1,2503	0,21891
28,861	113,55	34,8	29 12 0	12,843	1,2644	0,21691
12,436	62,10	21,5	25 12 0	14,017	1,2298	0,20606

Für den Exponenten b erhält man: 1,25.

Für die Berechnung von k sind die Konstanten für Methan gesetzt, so daß k nur der Größenordnung nach richtig sein kann:

$$\gamma = 0,24; \quad \lambda = 0,0000647; \quad \omega = \pi \cdot 100; \quad c = 0,5929;$$

$$\varrho_T = \frac{0,0007159}{1 + 0,00361 \cdot 200} \cdot \frac{760}{760} = 0,0004129 \text{ (für } 200^\circ \text{ C.)}$$

so daß folgt:

$$k = 0,000029113 \cdot \frac{e_0 i_0}{T_M \lg \varphi}.$$

Es ergeben sich die Mittelwerte:

$$\eta_{T_M R} = 1,6794 \cdot 10^{-8}; \quad k = 0,0000265662(?); \quad k' = 0,0000332078.$$

d) Eine Zusammenstellung der unter B. 3. erhaltenen Resultate zeigt folgendes:

Der Exponent b im Dulong-Petitschen Wärmeabgabegesetz hat für die verschiedenen Gase die Werte: 1,25 für Luft; 1,30 für Kohlensäure; 1,20 für Wasserstoff und 1,25 für Leuchtgas, so daß man wohl zu dem Schluß berechtigt ist, daß für alle Gase der Exponent b derselbe = 1,25 ist. Es folgt demnach eine Bestätigung des Dulong-Petitschen Wärmeabgabegesetzes, die den Exponenten für alle Gase zu 1,233 fanden, und der theoretischen Ableitung von L. Lorenz, der ihn aus seiner Theorie zu 1,25 gültig für alle Gase bestimmte.

Ferner fanden Dulong und Petit, daß in der Gleichung:

$$\text{Wärmeabgabe} = W = n \cdot T^b$$

der Koeffizient n mit den Gasen wechselte. Analog ergibt sich hier eine Änderung von $\eta_{T_M R}$, des Koeffizienten in der Gleichung:

$$\text{Wärmeabgabe} = W = 2R \cdot \pi l \cdot \frac{\eta_{T_M R}}{R^3} \cdot T_M^b.$$

Die Zusammenstellung ergibt:

Tabelle 35.

	λ	η_{TMR}	n (nach Dul. u. Pet.)	k	k'
Luft	0,0000561	$0,75911 \cdot 10^{-8}$	0,00919	0,000035556	0,000044445
Kohlensäure	0,0000335	$0,47188 \cdot 10^{-8}$	0,00887	0,0000231914	0,000030149
Wasserstoff	0,0003872	$3,13800 \cdot 10^{-8}$	0,03180	0,000288996	0,000346795
Leuchtgas	0,0000647	$1,67940 \cdot 10^{-8}$	—	0,0000265662(?)	0,000033208(?)

Eine qualitative Vergleichung der Werte in Tab. 35 zeigt, daß mit wachsendem λ auch η_{TMR} , n , k und k' (abgesehen von den Werten k und k' für Leuchtgas) wachsen; d. h. mit wachsender Leitfähigkeit λ der Umgebung wird die spezifische Wärmeabgabe größer. Sowohl η_{TMR} als auch k und k' wachsen annähernd λ proportional, zumal wenn man bedenkt, daß für die Leitfähigkeit λ , die spezifische Wärme c und die spezifische Dichte ρ nur Mittelwerte gesetzt werden konnten, die außerdem für Leuchtgas nur schätzungsweise richtig waren.

VI. Versuchsergebnisse an Glühlampen.

Die Versuchsanordnung blieb dieselbe wie bisher, nur traten natürlich an Stelle der Versuchsdrähte die zu untersuchenden Glühlampen. Es wurden auf ihre Temperaturschwankung hin folgende Lampen untersucht:

1. Einfadenkohlenlampe von Gust. Pintsch (220 Volt 25 K.).
2. „ von Siemens & Halske (100 Volt 25 K.).
3. Tantallampe (115 Volt 25 K.).
4. Osramlampe (110 Volt 30 K.).

Um möglichst jede Selbstinduktion zu vermeiden, mußten Einfadenkohlenlampen gewählt werden, da die gewöhnlichen Glühlampen wegen ihrer Selbstinduktion keine einwandfreien Resultate geliefert hätten; dagegen stellte sich die Selbstinduktion der benutzten Tantal- und Osramlampe als unmerklich heraus.

Die Untersuchungen hatten denselben Gang wie bei den Drähten, nur wurde die Temperatur mittels eines Pyrometers von Wanner bestimmt, und der zugleich aus Strom- und Spannungsmessung ermittelte Widerstand als Funktion der Temperatur graphisch dargestellt. Für diese Abhängigkeit, die mit dem Pyrometer natürlich nur für den glühenden Lampenfaden bestimmt werden konnte, ergeben sich in guter Annäherung die geraden Linien von Fig. 25, Taf. IX.

Aus den oszillographischen Aufnahmen wurden nun die Widerstandsschwankungen bestimmt und dann aus den Figuren die dazu gehörigen Temperaturschwankungen abgelesen. Man erhielt so die Ergebnisse der Tab. 37. Die Zahlen dieser Tabelle geben die Temperaturschwankungen der einzelnen Lampen in Celsiusgraden bei verschiedenen Frequenzen des Stromes an. Die in eckige Klammern [] gesetzten Zahlen bedeuten die mittleren Temperaturen T_M der Lampen, die allerdings, wie aus einer Arbeit von L. W. Hartmann¹⁾ hervorgeht, zu niedrig bestimmt sein dürften.

Tabelle 37.

	φ	80 W./sec	100 W./sec	140 W./sec	165 W./sec	Be- merkungen
Einfadenkohlenlampe von Pintsch (220 Volt 25 K.)	0	24,0 [1549,0]	0 [1564,0]	—	—	Überlastet mit 260 Volt
Einfadenkohlenlampe v. Siemens u. Halske (100 Volt 25 K.)	0	47,0 [1081,5]	16,0 [1102,0]	0 [1060,0]	—	80—90 Volt
Tantallampe (115 Volt 25 K.)	0	210,0 [1445,0]	150,0 [1490,0]	75,0 [1512,5]	44,0 [1527,0]	100—110 Volt
Osramlampe (110 Volt 30 K.)	0	275,0 [1307,5]	200,0 [1340,0]	156,0 [1380,0]	115,0 [1400,5]	Zu gering be- lastet 80—99 Volt

Eine Phasenverschiebung φ der Temperaturkurve gegen die Leistungskurve konnte in keinem Falle gemessen werden, was darin seine Erklärung findet, daß die Wärmeabgabe wegen

1) L. W. Hartmann, Über die Wärmeabgabe glühender Fäden durch Leitung und Konvektion. Physik. Zeitschr. 5. p. 579. 1904.

des Vakuums nur durch Strahlung erfolgen kann und somit verhältnismäßig klein ist (vgl. Platindraht im Vakuum).

Die Kohlenlampen zeigen nur geringe Temperaturschwankungen, dagegen werden dieselben bei Metallfadenlampen sehr groß. In diesen Temperaturschwankungen liegt wohl mit ein Hauptgrund für die kürzere Lebensdauer der Lampen bei Wechselstrombetrieb gegenüber Gleichstrombetrieb. Namentlich bei der Aufhängung des Glühfadens in den Tantal- und Osramlampen dürften die Temperaturschwankungen große mechanische Beanspruchung zur Folge haben. In der Tat hört man bei Wechselstrombetrieb dieser Lampen gelegentlich starke Töne, die sich durch das fortwährende Ausdehnen und Zusammenziehen des Fadens erklären dürften. Als eine weitere Folge dieser mechanischen Beanspruchung der Lampen ist das schnelle Brüchigwerden der Metallfäden anzusehen, wie es eine mikroskopische Untersuchung der Fäden zeigt.¹⁾

Daß das Flimmern, welches bei allen mit Wechselstrom geringer Frequenz (etwa 50 W./sec) betriebenen Lampen auftritt, bei den Metallfadenlampen sich intensiver zeigt, als bei Kohlenfadenlampen, geht aus den Temperaturschwankungen hervor.

VII. Zusammenfassung.

1. Es wurden die von H. Th. Simon angegebenen Prinzipien, die dynamische Charakteristik eines Leiters auf die statische zurückzuführen, zur Gewinnung einer Theorie des Temperaturverlaufs in wechselstromdurchflossenen Drähten angewandt. Die Theorie wird zunächst für den Fall durchgeführt, daß die Abkühlung der Drähte nach dem Newtonschen Wärmeabgabegesetze erfolgt.

2. Durch oszillographische Messungen der dynamischen Charakteristiken wechselstromdurchflossener Drähte und gleichzeitige Ermittlung des Temperaturkoeffizienten des Widerstandes wird der Temperaturverlauf experimentell ermittelt.

3. Die Versuche an Platin- und Nickeldrähten, ausgespannt in Luft, ergeben, daß das Newtonsche Abkühlungsgesetz: Die Wärmeabgabe W ist proportional der Oberfläche

1) Vgl. Elektrotechn. Zeitschr. p. 38. 8. Januar 1908.

$2 R \pi l$ (R = Radius, l = Länge des Drahtes) und der Temperatur T des Drahtes, d. h.

$$W \sim 2 R \pi l \cdot T,$$

nicht gilt; vielmehr folgt:

a) die Wärmeabgabe ist nicht proportional der Temperatur T , sondern gemäß dem Dulong-Petitschen Wärmeabgabegesetz proportional der b -ten Potenz der Temperatur: $W \sim T^b$.

b) Die Wärmeabgabe ist nicht proportional der Oberfläche, sondern proportional der Länge und umgekehrt proportional dem Radius des Drahtes.

4. Die in 1. angeführte Theorie wird für den Fall des Dulong-Petitschen Wärmeabgabegesetzes in erster Annäherung durchgeführt.

5. Die Versuche an Platindraht in Luft bei vergrößertem Druck zeigen, daß der Exponent von T im Dulong-Petitschen Wärmeabgabegesetz:

$$W \sim T^b$$

mit zunehmendem Druck steigt und die Wärmeabgabe geringer wird; die Versuche bei hoher Luftverdünnung, die aus experimentellen Gründen keine genauen Messungen mehr gestatteten, zeigten nur, daß die Wärmeabgabe mit sinkendem Druck sehr gering wird. Es folgt daraus, daß ein Maximum der Wärmeabgabe etwa bei Atmosphärendruck vorhanden ist.

6. Die Versuche an Platindraht in anderen Gasen als Luft zeigten, daß der Exponent von T im Dulong-Petitschen Wärmeabgabegesetz bei Atmosphärendruck für alle Gase derselbe ist (1,25).

7. Die unter 3—6 angeführten Tatsachen zeigen, daß die in der Simonschen Theorie ursprünglich als konstant eingeführten Größen: das spezifische Wärmeabgabevermögen η und der spezifische Wärmeinhalt k der Umgebung des Drahtes, nicht konstant bleiben, sondern abhängig sind von der Temperatur T und dem Radius R des Drahtes. Die Abhängigkeit dieser Größen wurde für das untersuchte Material ermittelt und ihre numerische Berechnung durchgeführt.

8. Die Versuche wurden auch auf wechselstromdurchflossene Glühlampen erstreckt. Sie ergaben für Metallfaden-

lampen bedeutend höhere Temperaturschwankungen als für Kohlefadenlampen, worin man einen Hauptgrund für die geringe Lebensdauer der Metallfadenlampen bei Wechselstrombetrieb gegenüber den Kohlefadenlampen sehen darf.

Hrn. Prof. Simon möchte ich auch an dieser Stelle für die Veranlassung der vorliegenden Arbeit und für die mannigfachen Anregungen und Ratschläge, die er mir hat in reichem Maße zuteil werden lassen, meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Göttingen, Institut für angew. Elektrizität, Aug. 1908.

(Eingegangen 29. August 1908.)

8. Über den zeitlichen Verlauf der galvanischen Polarisation;

von H. H. Bunzel.

(Aus dem physikalisch-chemischen Institut der Universität zu Berlin.)

Auf Grund der Vorstellung, daß an sogenannten unpolarisierbaren Elektroden die Polarisation durch Konzentrationsänderungen erzeugt wird, und diese durch die entgegenwirkenden Effekte des Stromes einerseits und der Diffusion andererseits bewirkt werden, läßt sich der zeitliche Verlauf der Polarisation berechnen.¹⁾ Die hieraus folgende Theorie ist bisher experimentell für Wechselstrom²⁾ und Gleichstrom³⁾ geprüft worden. Hr. Prof. Nernst schlug mir nun vor, den zeitlichen Verlauf der Polarisation mit Hilfe des Kapillarelektrometers zu untersuchen. Diese Vorrichtung hat den Vorteil, daß sie gleichzeitig elektrolytischer Trog und Meßinstrument ist, da bekanntlich der Ausschlag des Kapillarelektrometers innerhalb eines begrenzten Gebietes allein von der in ihm wirkenden Polarisation abhängig ist.

Zunächst wurden Versuche mit Gleichstrom angestellt, sodann wurden einige kürzlich abgeleitete Beziehungen, die für den zeitlichen Verlauf der galvanischen Polarisation durch Kondensatorentladung gelten⁴⁾, experimentell geprüft.

Für die durch Gleichstrom in unmittelbarer Nähe der Elektrode hervorgerufene Konzentrationsänderung gilt die Beziehung⁵⁾

$$(1) \quad c - c_0 = \nu i \sqrt{\frac{t}{\pi K}} = \nu i \sqrt{\frac{E_G}{\pi K w}}$$

1) H. F. Weber, Wied. Ann. 7. p. 469, 536. 1879; E. Warburg, Wied. Ann. 67. p. 495. 1899.

2) E. Neumann, Wied. Ann. 67. p. 500. 1899; F. Krüger, Ztschr. f. physik. Chem. 45. p. 1. 1903 u. a.

3) S. Milner, Phil. Mag. May 1905.

4) A. Eucken, Berl. Sitzungsber. p. 524. 1908.

5) W. Nernst, Berl. Sitzungsber. p. 5. 1908.

v bezeichnet das elektrochemische Äquivalent, i die Stromdichte, t die variable Zeit, K den Diffusionskoeffizienten des Depolarisators, w den Widerstand, E_G die Energie des Stromstoßes).

Für die maximale Konzentrationsänderung, die durch Kondensatorentladung an der Einheit der Oberfläche bewirkt wird, gilt

$$(2) \quad c - c_0 = 0,541 \cdot \frac{v v \sqrt{C}}{\sqrt{K \pi w}} = 0,765 v \cdot \sqrt{\frac{E_K}{w \pi K}},$$

da die Energie (E_K) eines geladenen Kondensators von der Kapazität C gleich $v^2 C/2$ ist.

Um die Polarisation zu berechnen, sind diese Werte für anodische Polarisation mit positivem, für kathodische mit negativem Vorzeichen (da in einem Falle Verarmung, im anderen Falle Anreicherung des Metallsalzes in der Nähe der Elektrode stattfindet) für die Konzentrationsänderung in die bekannte Nernstsche Gleichung

$$(3) \quad s = R T \log \frac{c}{c_0} = 0,058 \log \frac{c}{c_0}$$

einzusetzen.

Variiert man nur Spannung und Kapazität, so gilt, um eine bestimmte Konzentrationsänderung, bzw. einen bestimmten Ausschlag des Kapillarelektrometers (z. B. 1 mm) zu erreichen,

$$i \sqrt{t} = \text{const.},$$

$$v \sqrt{c} = \text{const.},$$

in welcher Form die Theorie zunächst geprüft wurde.

Ein Vergleich von (1) und (2) lehrt, daß die nämliche Konzentrationsänderung bewirkt wird, wenn

$$(4) \quad E_K = 1,71 E_G$$

ist.

Das angewandte Kapillarelektrometer unterschied sich von der üblichen Form hauptsächlich darin, daß es zur Verringerung der Reibung eine sehr kurze Kapillare hatte, die durch eingezätzte Teilstriche in 0,5 mm geteilt war. Die Art der Schaltung ist in Fig. 1 angegeben. A ist die Stromquelle, eine Akkumulatorenbatterie von ca. 10 Volt, B ein Schiebewiderstand zur Änderung des Potentials, S ein Schlüssel, der je nach

seiner Stellung den Stromkreis durch das Kapillarelektrometer (K), oder, bei Unterbrechung des Stromes, das Elektrometer kurz schloß. V war ein Voltmeter zur Messung der veränder-

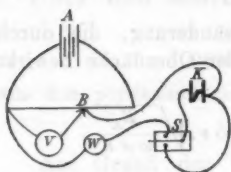


Fig. 1.

lichen Spannung. Als Widerstände (W), die mehr als 1×10^6 Ohm betragen mußten, erwiesen sich mit Magnaninischer Lösung gefüllte Tröglehen, die durch Kapillaren verschiedener Dimensionen und mit derselben Lösung gefüllt, verbunden waren, als sehr brauchbar; sie konnten mit Gleichstrom durch ein hoch-

empfindliches Galvanometer gemessen werden, da die Elektroden wegen ihrer relativen Größe sich nicht polarisierten.

Die Art, in welcher das Quecksilber bei Stromschluß anstieg, wurde durch photographische Aufnahmen festgehalten. Die Aufnahmen wurden auf ein mit bekannter Geschwindigkeit sich drehendes lichtempfindliches Papier gemacht.

Die Eichung des für die weiter unten angeführten Versuche benützten Instrumentes, ergab, daß die Ausschläge innerhalb 0 — 0,20 Volt der angelegten Spannung direkt proportional waren.

Aus Figg. 2 und 3 und den Tab. I und II wird es ersichtlich, daß unter den obwaltenden Umständen das Quadratwurzelgesetz nicht befolgt wird, daß vielmehr das Geschwindigkeitsverhältnis des Anstieges zwischen $i\sqrt{t} = K$ und $it = K$, schwankt. Es scheint aus den Messungen hervorzugehen, daß bei verdünnterer Säure und besonders bei einander nahe liegenden Intensitäten das Quadratwurzelgesetz zum Vorschein kommt, während bei höherer Konzentration der Schwefelsäure und sehr verschiedener Stromstärke $it = K$ dominiert. Die in den Tab. I und II angegebenen Zahlen sind durch Messung aus den Photographien gewonnen; die Kurven (Figg. 2 und 3) sind von diesen kopiert.

Fig. 2. H_2SO_4 (7 n.).

Tabelle I.

Kapillare als Kathode. $H_2SO_4(7\text{ n.})$.

Ausschlag in mm	v (Volt)	t in mm ¹	vt	$v\sqrt{t}$
5	5,8	23,0	133	27,8
	10,2	12,0	122	35,3
	5,8	24,0	139	28,4
10	5,8	51,0	298	41,4
	10,2	26,0	265	52,0
	5,8	53,0	308	42,2
15	5,8	83,0	431	52,9
	10,2	41,0	418	65,4
	5,8			

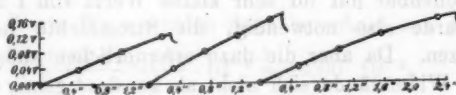
Fig. 3. $H_2SO_4(0,7\text{ n.})$.

Tabelle II.

Kapillare als Kathode. $H_2SO_4(7\text{ n.})$.

Ausschlag in mm	v (Volt)	t in mm ¹	vt	$v\sqrt{t}$
5	7,85	25,0	196	39,2
	10,20	16,0	163	40,8
	7,85	24,0	188	38,4
10	7,85	52,0	408	56,6
	10,20	36,0	367	61,2
	7,85	50,0	400	55,5
15	7,85	79,0	620	69,7
	10,20	57,0	581	77,0
	7,85	78,0	612	69,4
20	7,85			
	10,20	78,0	795	90,0
	7,85	114,0	895	83,9

Der Grund der Abweichungen beruht wahrscheinlich darin, daß die Versuche mit verhältnismäßig hoher Stromdichte angestellt wurden. Die Durchmesser der hier angewandten elliptischen Kapillare betragen 0,54 und 0,36 mm, der Flächen-

1) Umdrehungsgeschwindigkeit: 50 mm/Sek.

inhalt also 0,153 mm². Daraus berechnet sich für die maximale Stromdichte (Figg. 2 und 3) 0,16 Amp./dm².

Die Theorie gilt indessen nur für sehr geringe Stromdichten. Für beliebige Ströme würde nämlich als Ausgangsgleichung in Frage kommen¹⁾

$$(5) \quad \frac{dc'}{dt} = i \frac{u_{K'}(u_{K''} + u_a)}{[(u_{K'} + u_a)c' + (u_{K''} + u_a)c'']^2} \left[c' \frac{dc''}{dz} - c'' \frac{dc'}{dz} \right] + K \frac{d^2 c'}{dz^2},$$

während die Berechnung der obigen Gleichungen (1) und (2) auf der Differentialgleichung beruht:

$$\frac{dc'}{dt} = K \frac{d^2 c'}{dz^2},$$

in die (5) offenbar nur für sehr kleine Werte von i übergeht.

Es wurde also notwendig, die Stromdichte bedeutend herabzusetzen. Da aber die dazu erforderlichen außerordentlich hohen Widerstände sich nicht als konstant genug erwiesen und außerdem bei dem äußerst langsamen Ansteigen des Quecksilbers in der Kapillare mechanische Störungen zum Vorschein kamen, ging ich zu einer Kapillare mit größerem Durchmesser über. Die Ausschläge, die dementsprechend kleiner wurden, mußten mit einem mit Okularskala versehenem Mikroskop beobachtet werden. Die Zeiten des Aufstieges wurden hinreichend ausgedehnt, um Messungen mit einer Stopuhr vornehmen zu können.

Der Durchmesser der runden Kapillare betrug 1,18 mm, der Querschnitt also 1,09 mm² und die Stromdichte etwa bis 0,05 Amp./dm².

Die Beobachtungen wurden in der Weise angestellt, daß bei Gleichstrom die Zeiten zur Erreichung eines gewissen Ausschlages gemessen wurden. Bei den Kondensatorentladungen wurde für eine bestimmte Kapazität durch Ausprobieren die nötige Spannung aufgesucht, die man zur Erreichung des gleichen Ausschlages (als Maximum) brauchte.

Die Berechnung der zusammengehörigen Beobachtungen für Gleichstrom und Kondensatorentladung erfolgte aus einem Mittelwerte der Energien des Gleichstromes und des Kondensators, die durch Beziehung (4) miteinander verknüpft sind.

1) E. Neumann, Wied. Ann. 67. p. 500. 1899.

Da vor und nach dem Versuch mit Kondensator je einer mit Gleichstrom gemacht wurde (I und II), wurde hierbei der Gleichstrombeobachtung ein doppelter Wert beigelegt.

Zum Beispiel erhält man in einer Versuchsreihe (Tab. III) für E_G

$$\frac{v^2 t}{w} = 13,69 \cdot 10^{-6},$$

für E_K

$$\frac{v^2 C}{2} = 25,015 \times 10^{-6}.$$

Aus E_K ergibt sich für E_G

$$E_G = \frac{E_K}{1,71} = \frac{25,015 \cdot 10^{-6}}{1,71} = 14,62 \cdot 10^{-6}.$$

Die Werte für v werden dann berechnet aus dem Mittel

$$\frac{14,62 + 2 \cdot 13,69}{3} \cdot 10^{-6} = 14,00 \cdot 10^{-6}.$$

Tabelle III.

Kapillare als Kathode. H_2SO_4 (7 n.) ohne Zusatz von Hg_2SO_4 .

$w = 8,54 \cdot 10^6 \text{ } \Omega$. Stromdichte bis $0,010 \text{ Amp./dm}^2$.

a) Gleichstrom.

$$v \text{ (ber.)} = \sqrt{\frac{14,00 \cdot 10^{-6} \cdot w}{t}} = \sqrt{\frac{119,6}{t}}$$

$v \text{ (Volt)}$	$v \text{ (ber.)}$	$t \text{ (Sek.)}$		$t \text{ (Mittel)}$	$v \sqrt{t}$
		I	II		
2,00	2,04	28,8	29,8	29,30	10,8
4,00	4,08	7,2	7,4	7,30	10,8
6,00	6,31	3,1	3,0	3,05	10,5
8,00	7,80	2,0	2,0	2,00	10,3
10,00	10,21	1,2	1,1	1,15	10,7

Mittel 10,82

b) Kondensatorentladung.

$$v \text{ (ber.)} = \sqrt{\frac{14,00 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 1,71}{C}} = \sqrt{\frac{47,88 \cdot 10^{-6}}{C}}$$

$C \text{ (Farad)}$	$v \text{ (Volt)}$	$v \text{ (ber.)}$	$v \sqrt{C}$
$1,1 \cdot 10^{-6}$	6,50	6,60	$6,81 \cdot 10^{-6}$
0,8	8,20	7,76	7,34
0,5	10,00	9,83	7,06

Mittel $7,07 \cdot 10^{-6}$

Tabelle IV.

Kapillare als Anode. H_2SO_4 (7 n.) ohne Zusatz von Hg_2SO_4 . $w = 8,3 \cdot 10^6 \Omega$. Stromdichte bis ca. 0,015 Amp./dm².

a) Gleichstrom.

$$v(\text{ber.}) = \sqrt{\frac{39,86 \cdot 10^6 \cdot w}{t}} = \sqrt{\frac{326,85}{t}}$$

v	$v(\text{ber.})$	$t(\text{Sek.})$		$t(\text{Mittel})$	$v\sqrt{t}$
		I	II		
4,00	4,05	20,0	19,8	19,9	17,82
6,00	6,39	8,0	8,0	8,0	16,98
8,00	8,10	5,0	5,0	5,0	17,89
10,00	9,09	3,6	3,6	3,6	18,95
					Mittel 17,91

b) Kondensatorentladung.

$$v(\text{ber.}) = \sqrt{\frac{39,86 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 1,71}{C}} = \sqrt{\frac{136,32 \cdot 10^{-6}}{C}}$$

C	v	$v(\text{ber.})$	$v\sqrt{C}$
$1,1 \cdot 10^{-6}$	11,10	11,12	$11,63 \cdot 10^{-3}$
0,9	12,80	12,80	12,15
			Mittel $11,89 \cdot 10^{-3}$

Wie aus den obigen Tabellen ersichtlich, stimmen die berechneten und gefundenen Werte für v , soweit es die zahlreichen Fehlerquellen erlauben, überein. Die Genauigkeit, die sich wohl durch Mikrophotographie erhöhen ließe, war hauptsächlich beeinträchtigt durch die sich allmählich ändernde Empfindlichkeit des Elektrometers.

Tabelle V.

Kapillare als Kathode. H_2SO_4 (7 n.) gesättigt mit Hg_2SO_4 . $w = 7,0 \cdot 10^6 \Omega$. Stromdichte bis ca. 0,020 Amp./dm².

a) Gleichstrom.

$$v(\text{ber.}) = \sqrt{\frac{26,55 \cdot 10^{-6} \cdot w}{t}} = \sqrt{\frac{185,85}{t}}$$

v	$v(\text{ber.})$	$t(\text{Sek.})$		$t(\text{Mittel})$	$v\sqrt{t}$
		I	II		
3,00	3,04	20,0	20,0	20,00	13,40
4,00	4,05	11,3	11,4	11,35	13,43
5,00	5,15	7,0	7,0	7,00	13,21
8,00	7,75	3,0	3,0	3,00	13,87
					Mittel 13,48

b) Kondensatorentladung.

$$v \text{ (ber.)} = \sqrt{\frac{26,55 \cdot 2 \cdot 1,71 \cdot 10^{-8}}{C}} = \sqrt{\frac{90,70 \cdot 10^{-8}}{C}}$$

C	v	$v \text{ (ber.)}$	$v \sqrt{C}$
$1,1 \cdot 10^{-8}$	9,10	9,08	$10,00 \cdot 10^{-3}$
0,8	10,75	10,61	9,62
0,6	12,35	12,29	9,58
0,5	13,75	13,45	9,75
Mittel			$9,74 \cdot 10^{-3}$

Schließlich war es von Interesse, auch den Widerstand zu variieren; folgende Tabelle, bei welchen Messungen mich Hr. Dr. Eucken freundlichst unterstützte, gibt die Resultate wieder.

Tabelle VI.

Kondensatorentladung.

Kapillare als Kathode. H_2SO_4 (7 n.) zur Hälfte gesättigt an Hg_2SO_4 .

w	C	v	$v \text{ (ber.)}$	$\frac{v \sqrt{C}}{\sqrt{w}}$
$12,41 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^{-8}$	9,35	9,29	$2,78 \cdot 10^{-3}$
	0,5	13,53	13,81	2,72
	0,7	11,50	11,68	2,73
	0,9	10,25	10,28	2,76
$2,14 \cdot 10^8$	0,2	10,50	(9,06)	(3,22)
	0,4	6,90	(6,41)	(2,98)
	0,7	5,00	4,85	2,86
	0,9	4,30	4,26	2,79
	1,1	3,85	3,86	2,76
Mittel				$2,77 \cdot 10^{-3}$

Aus den obigen Messungen geht deutlich hervor, daß die Abweichungen bei höherer Stromstärke (Stromdichte) viel bedeutender sind als bei kleinerer Intensität. Dies ist jedoch nur bei den höchsten angewandten Spannungen (eingeklammerte Werte der letzten Reihe) ersichtlich. Es scheint eben, daß bei diesen Spannungen und dem relativ niedrigem Widerstand das Gültigkeitsgebiet der Theorie durch übergroße Stromdichte überschritten ist. Die Grenze scheint ziemlich scharf zu sein und würde sich berechnen auf ca. $0,03 \text{ Amp./dm}^2$.

In Tab. VII sind zur Ermittlung von E_K/E_G alle für die Energien der Stromarten erhaltenen Werte angegeben.

Tabelle VII.

E_K	E_G	$\frac{E_K}{E_G}$	Bemerkung
25,00 · 10 ⁻⁶	13,71 · 10 ⁻⁶	1,82	Tab. 1
70,70	39,25	1,80	Tab. 2
47,30	25,90	1,83	Tab. 3
55,30	38,60	1,43	H ₂ SO ₄ , kathodisch
85,50	53,40	1,60	H ₂ SO ₄ , anodisch
	Mittel	1,696	
	Berechnet	1,71	

Die bisherige Prüfung der Theorie beruhte auf der Beantwortung der Frage: Unter welchen Umständen (nach welcher Zeit, bei welcher Spannung, bei welchem Widerstand?) wird eine gewisse Polarisierung (Ausschlag des Elektrometers) erreicht. Obgleich dieser Weg voraussichtlich die exaktesten Resultate liefert, ist es vielleicht dennoch von Interesse, den gesamten Verlauf der Polarisierung zu verfolgen.

Setzt man (1) in (3) ein, so erhält man für Gleichstrom

$$\varepsilon = \pm 0,058 \log \left(1 \pm \frac{v \sqrt{t}}{c_0 w \sqrt{K \pi}} \right) = \pm 0,058 \log (1 \pm K_G \sqrt{t}).$$

Für Kondensatorentladung ist¹⁾

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \pm 0,058 \left[1 \pm \frac{v \sqrt{C}}{c_0 \sqrt{K \pi w}} \frac{1}{2} \Phi \left(\frac{t}{w C} \right) \right] \\ &= \pm 0,058 \left[1 \pm K_K \frac{1}{2} \Phi \left(\frac{t}{w C} \right) \right], \end{aligned}$$

worin

$$\Phi \left(\frac{t}{w C} \right) = \sqrt{2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(\frac{2t}{w C} \right)^{\frac{2n+1}{2}}}{(2n+1)!}.$$

Wenn w , wie in den anzuführenden Versuchen, in beiden Fällen gleich ist, folgt, daß die beiden Konstanten verknüpft sind durch:

$$K_G = \frac{K_K \cdot v_G}{v_K \sqrt{w C}}.$$

1) Sitzungsber. d. Kgl. preuß. Akad. d. Wissensch. 26. p. 529. 1903.

Bei den folgenden Kurven betrug

$$w = 12,41 \cdot 10^6 \Omega,$$

$$C = 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ Farad.},$$

$$v_G = 5,0 \text{ Volt},$$

$$v_K = 9,05 \text{ ,,}$$

Für $\frac{1}{2} \Phi(t/wC)$ erhält man bei Benutzung der oben angegebenen Werte für die verschiedenen Zeiten die in der folgenden Tabelle gegebenen Zahlen.

t	$\frac{1}{2} \Phi\left(\frac{t}{wC}\right)$
1,865	0,296
2,73	0,392
5,46	0,487
7,19	0,527
10,92	0,540
11,67	0,541
18,65	0,537

Die Empfindlichkeit des Elektrometers ließ sich leicht durch Vergleich der maximalen Ausschläge bei anodischer und kathodischer Polarisation durch Kondensatorentladung bestimmen.¹⁾ Bedeutet nämlich A den Ausschlag in Skalenteilen, γ die Empfindlichkeit, so ist:

$$A_{An.} = 6,0 = \frac{0,058 \log(1 + K_K 0,541)}{\gamma},$$

$$A_{Kath.} = 10,3 = - \frac{0,058 \log(1 - K_K 0,541)}{\gamma}.$$

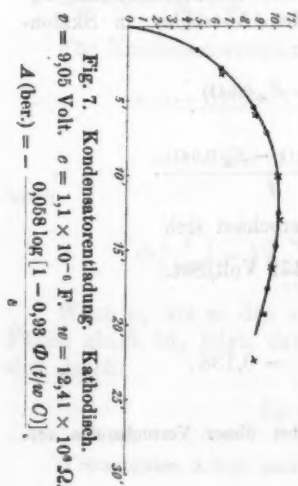
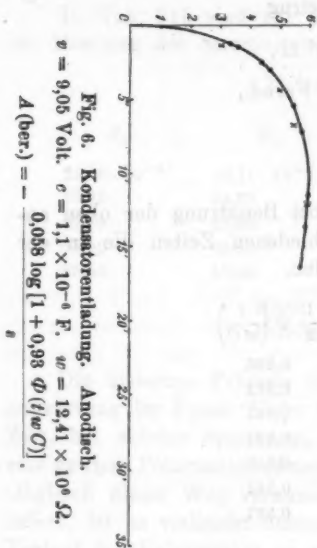
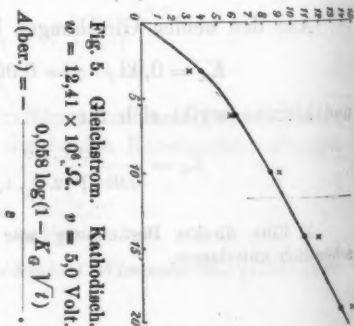
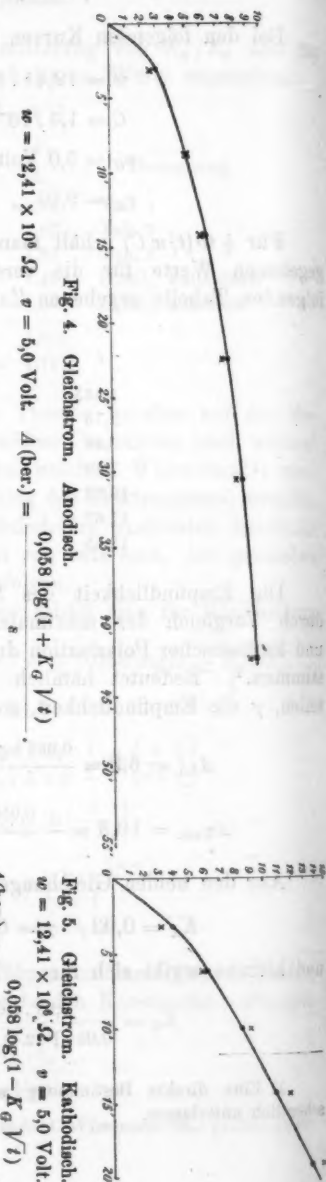
Aus den beiden Gleichungen berechnet sich

$$K_K = 0,93, \quad \gamma = 0,00172 \text{ Volt/Skt.}$$

und hieraus ergibt sich für

$$K_G = \frac{0,93 \cdot 5,0}{9,05 \cdot \sqrt{12,41 \cdot 1,1}} = 0,138.$$

1) Eine direkte Bestimmung war bei dieser Versuchsreihe wesentlich unterlassen.



In den Kurven sind die berechneten Werte zur Geltung gebracht; die gefundenen Werte sind durch Kreuze bezeichnet. Die Übereinstimmung darf als befriedigend bezeichnet werden, insbesondere wenn man beachtet, daß *die Konstanten in den Formeln für Gleichstrom allein durch Berechnung aus zwei Punkten der Kondensatorkurven gewonnen wurden.*

Bei der Kondensatorentladung ist der Zeitpunkt des Eintrittes der maximalen Konzentrationsänderung bestimmt durch die Beziehung

$$t_{(\max.)} = 0,855 w C.$$

Daraus berechnet sich für Figg. 6 und 7

$$t_{(\max.)} = 11,67''$$

was auch, wie aus den Kurven ersichtlich, erhalten wurde.

Es sei zum Schluß noch bemerkt, daß im Sinne der Nernstschen Theorie der elektrischen Nervenreizung¹⁾ die Gleichungen für die galvanische Polarisation mit denjenigen obigen physiologischen Phänomens identisch sind; in der Tat zeigen auch die obigen Versuche, daß die Bedingungen für die Erzielung eines bestimmten (kleinen) Ausschlages des Kapillarelektrometers zusammenfallen mit denjenigen für die Erreichung der Reizschwelle eines Froschnervs oder dergleichen.

Zusammenfassung.

1. Das Kapillarelektrometer ist geeignet zum Studium des zeitlichen Verlaufes der galvanischen Polarisation. Umgekehrt geht aus den oben angeführten Resultaten hervor, daß das Kapillarelektrometer bei hinreichend schwachen Strömen und nicht zu kurz dauernden Kondensatorentladungen den für die galvanische Polarisation allgemein geltenden Beziehungen unterworfen ist.

2. Mit Hilfe des Kapillarelektrometers werden einige aus der allgemeinen Theorie folgenden Beziehungen, insbesondere für Kondensatorentladung, geprüft und gut bestätigt gefunden.

1) W. Nernst, Archiv f. d. ges. Phys. 122. p. 275. 1908.

3. Abweichungen bei zu hohen Stromdichten werden dann zurückgeführt, daß die Gleichungen, die den in Betracht kommenden Beziehungen zugrunde liegen, nur bei sehr kleinen Stromdichten gelten.

Die Abweichungen beginnen für 7 fach normale Schwefelsäure bei einer Stromdichte von ca. $0,03 \text{ Amp./dm}^2$.

Es sei mir schließlich gestattet, Hrn. Prof. W. Nernst für die Anregung und ihm wie auch besonders Hrn. Dr. A. Eucken für das beständige Interesse an dieser Arbeit meinen verbindlichsten Dank auszudrücken.

(Eingegangen 1. August 1908.)

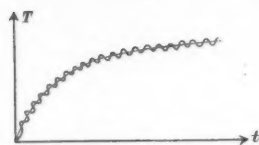
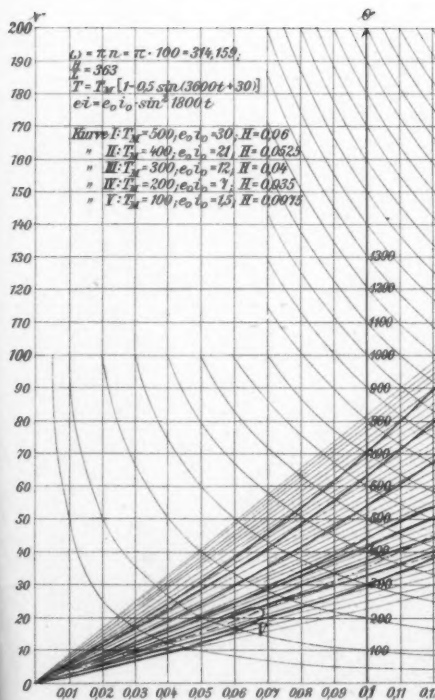


Fig. 1.



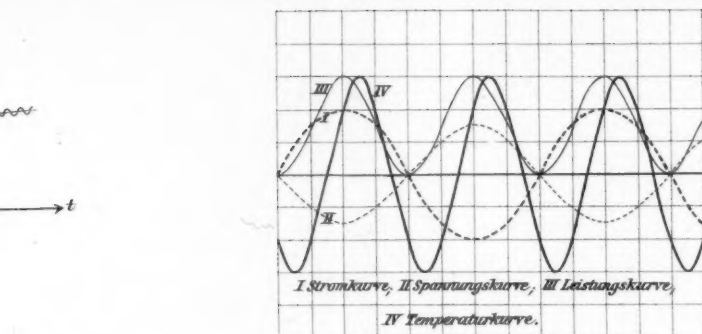


Fig. 2.

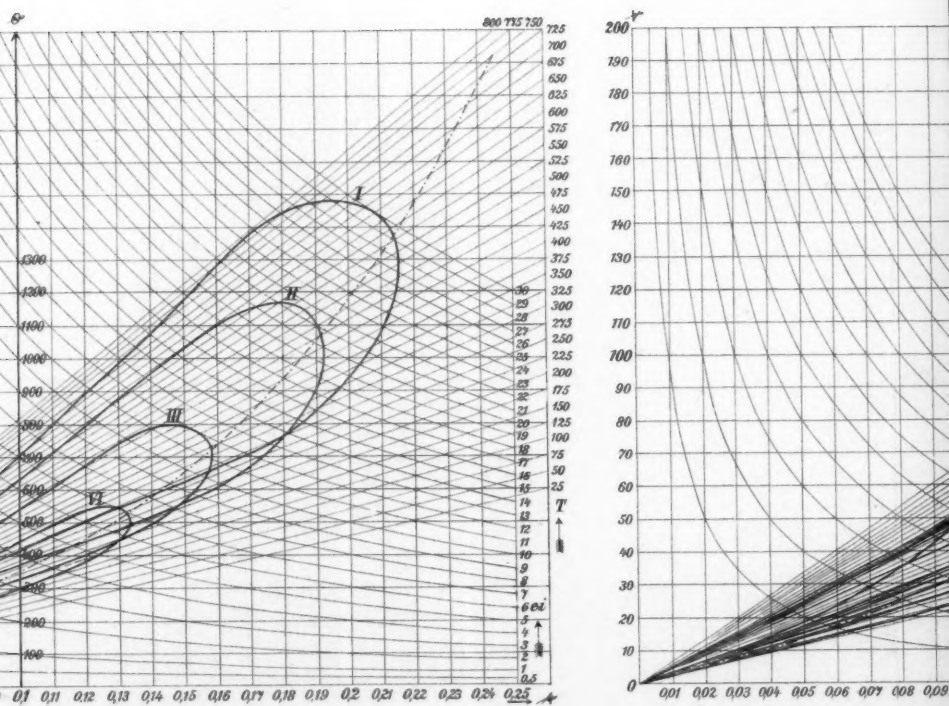


Fig. 4.

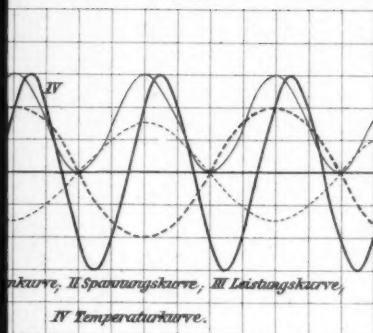
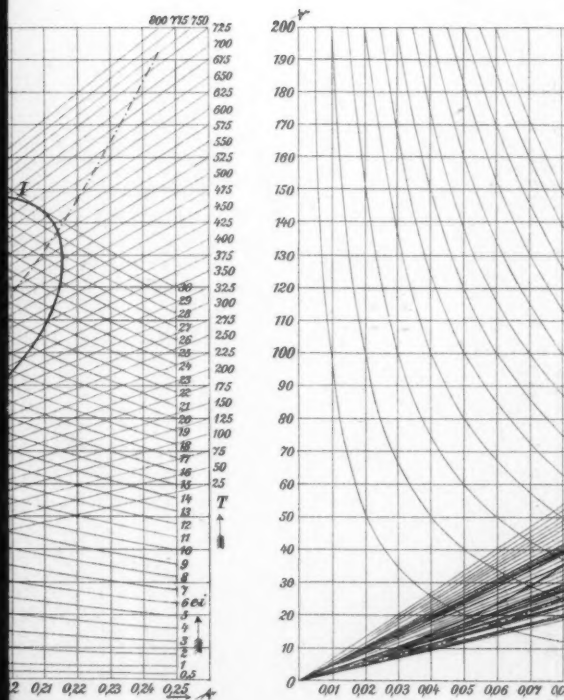


Fig. 2.



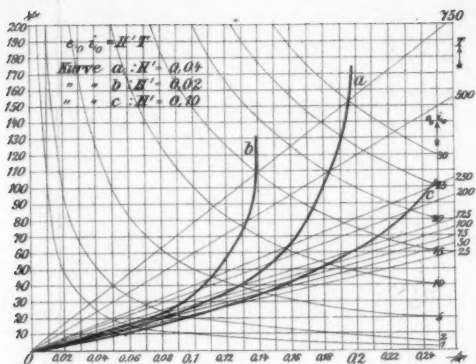


Fig. 3.

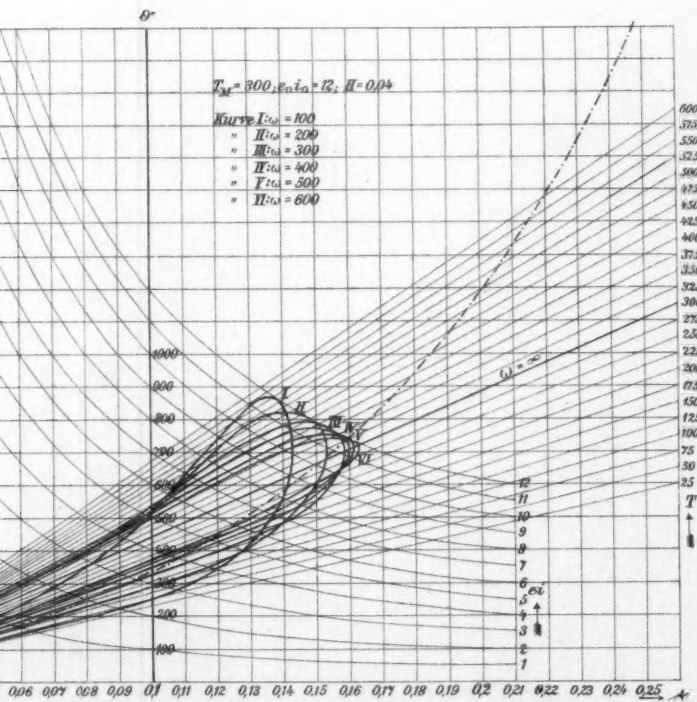


Fig. 5.

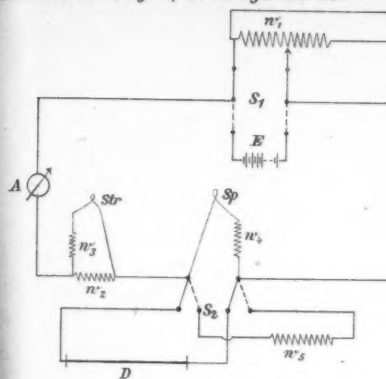


Fig. 6.

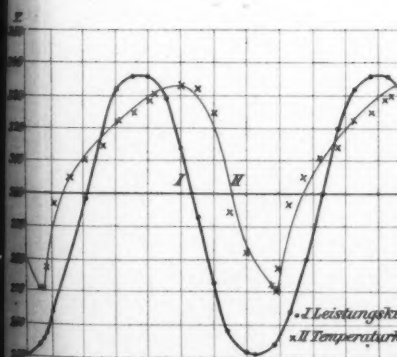
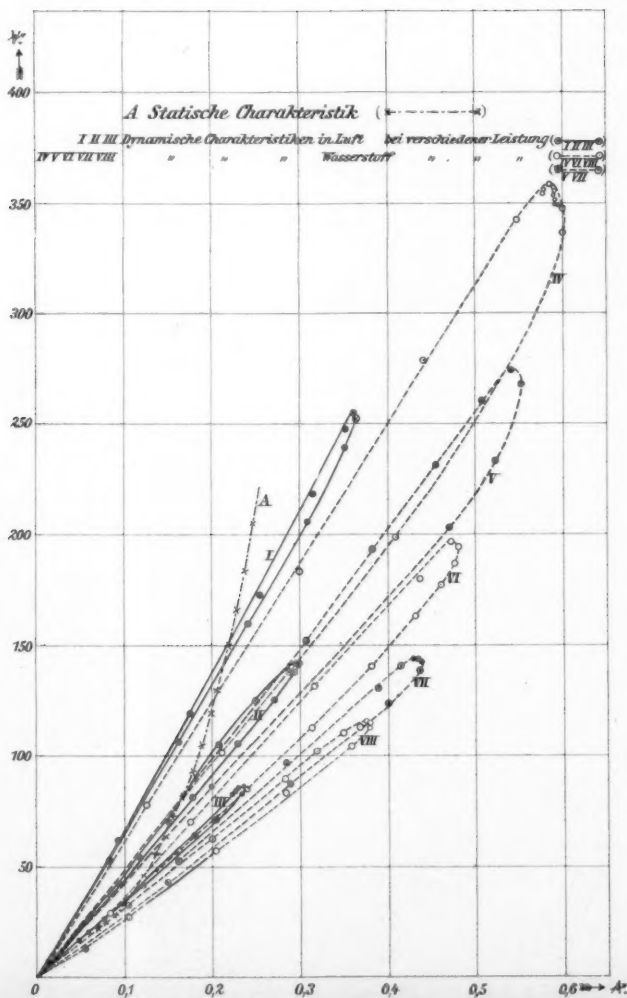
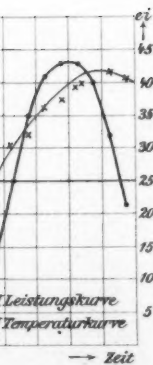
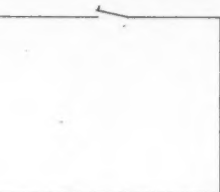
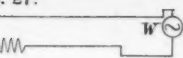


Fig. 10.



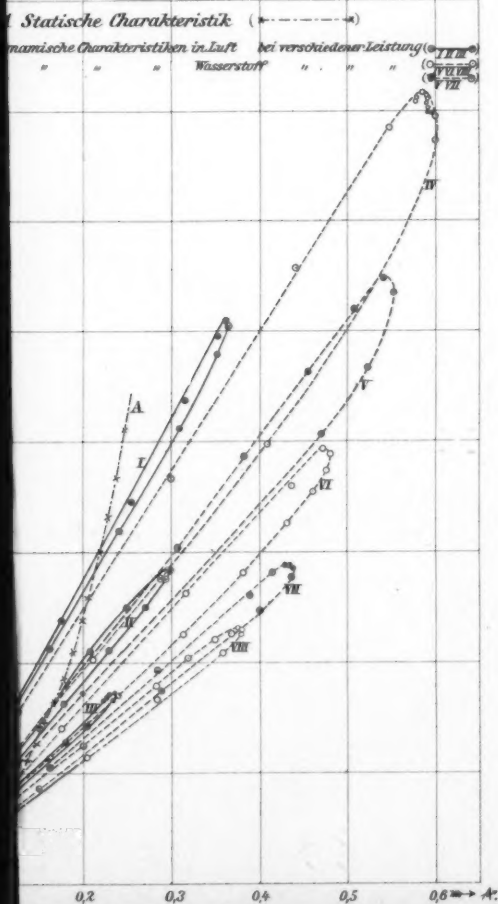


Fig. 11

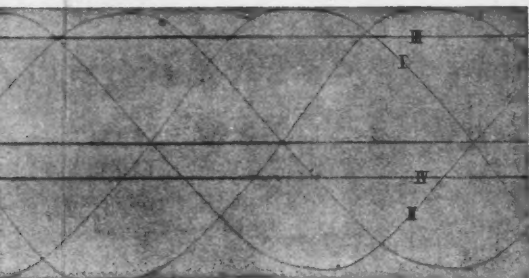


Fig. 8.

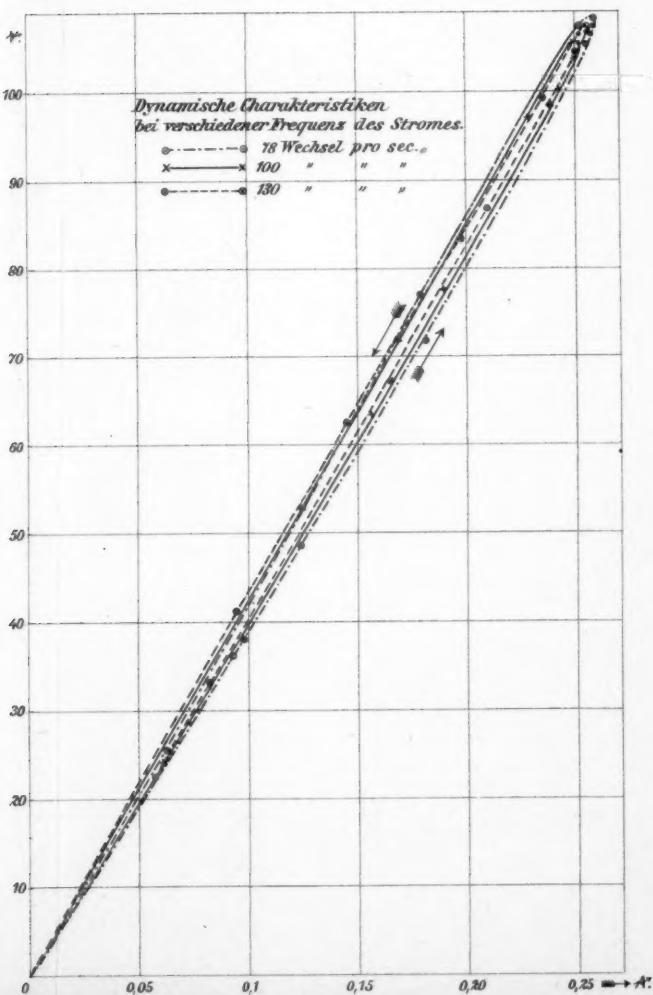


Fig. 12.

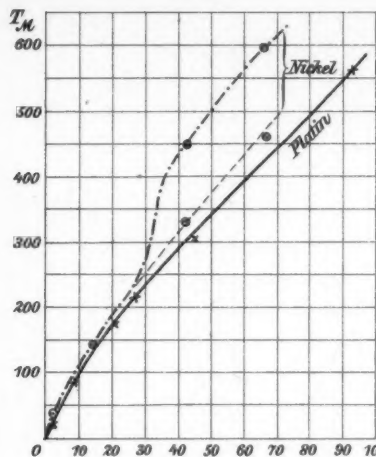


Fig. 13.

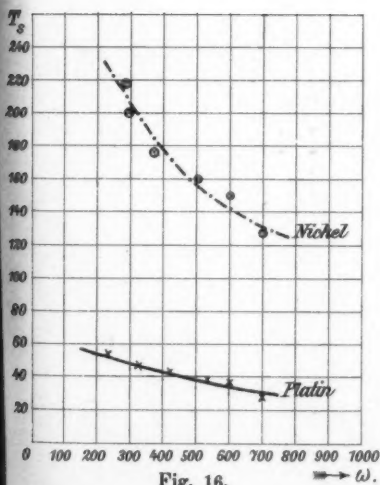


Fig. 16.

$\rightarrow \omega$.

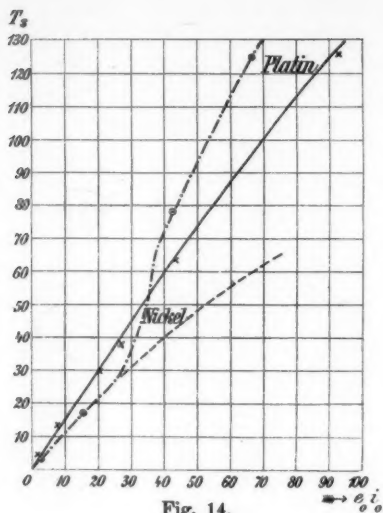
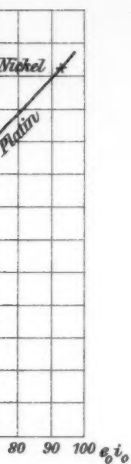


Fig. 14.

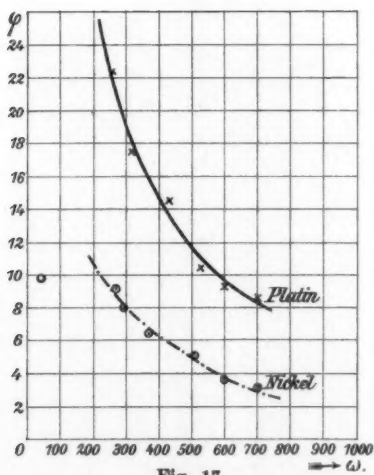
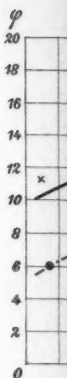


Fig. 17.

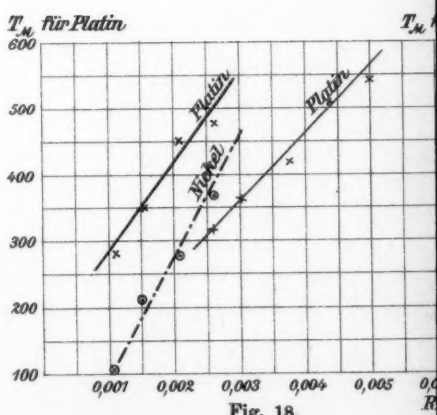


Fig. 18.

H. Ebeling.

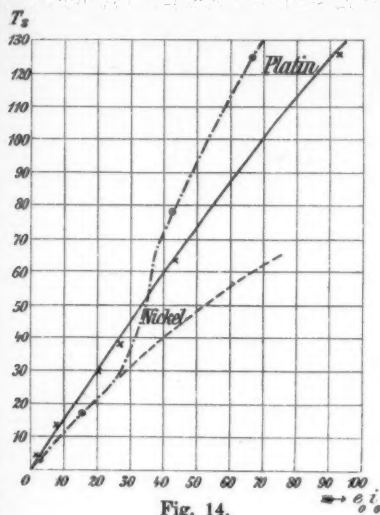


Fig. 14.

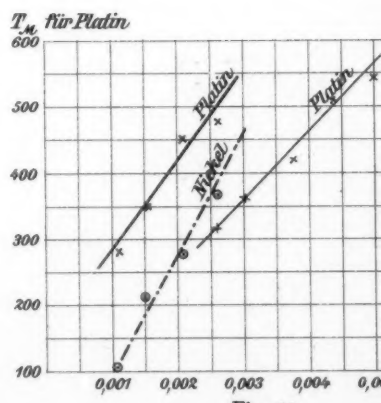


Fig. 18.

H. Ebeling.

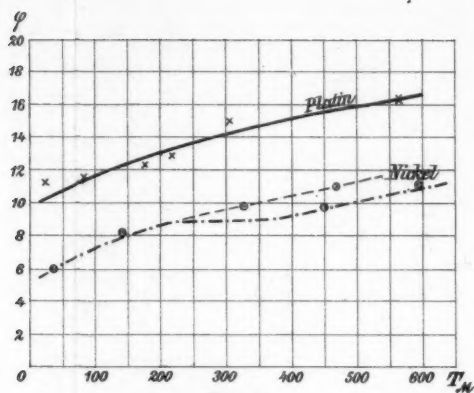


Fig. 15.

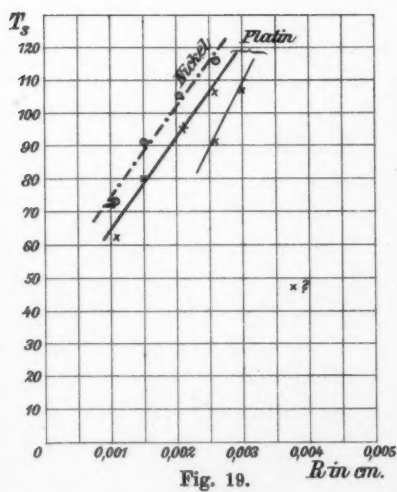
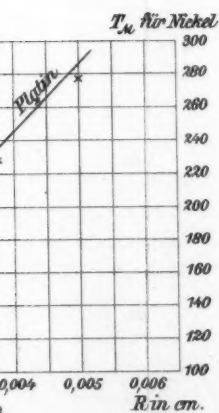


Fig. 19.

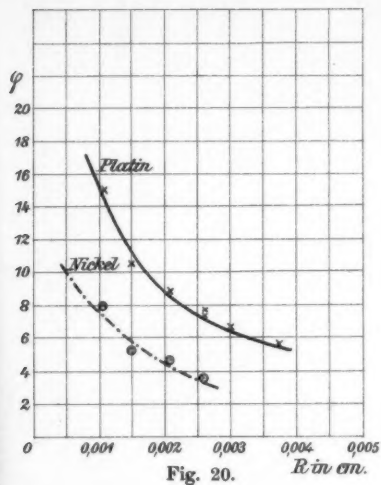


Fig. 20.

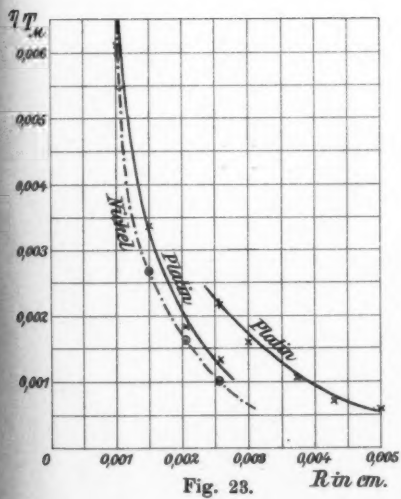


Fig. 23.

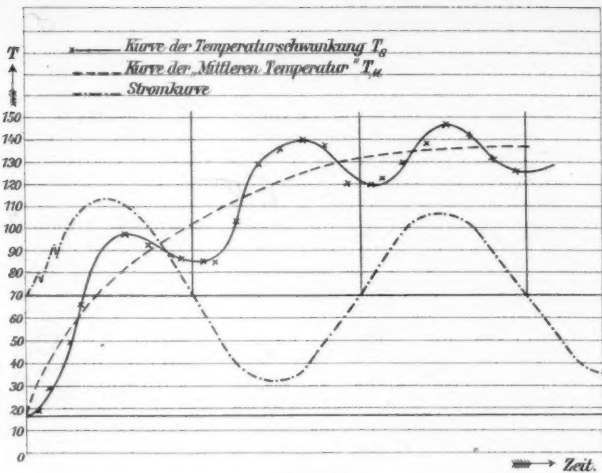


Fig. 21.

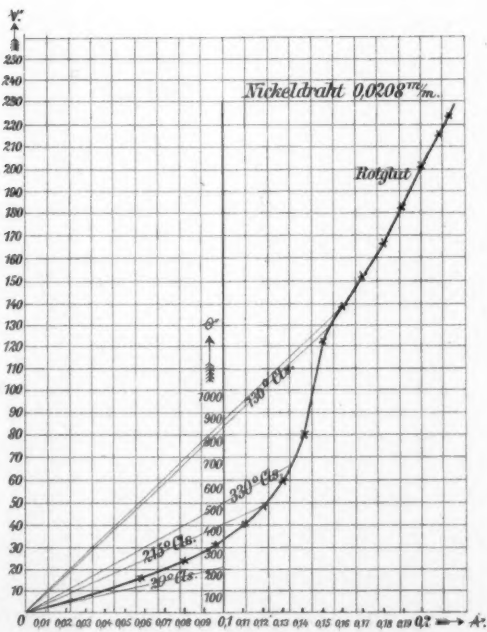


Fig. 24.

H. Ebeling.

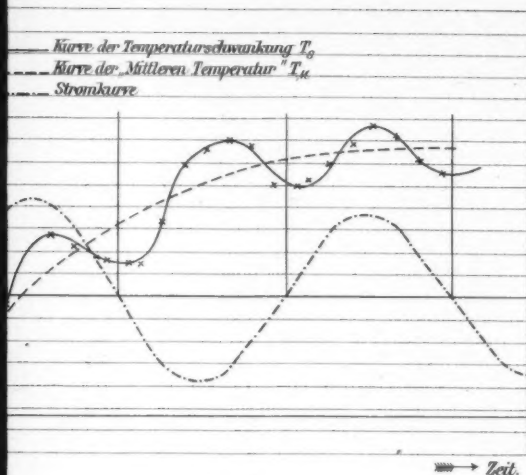


Fig. 21.

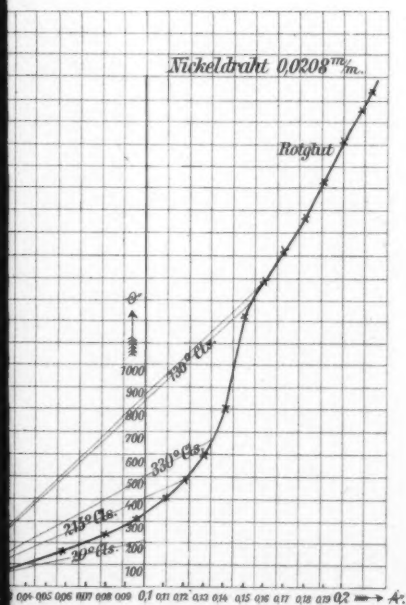


Fig. 24.

H. Ebeling.

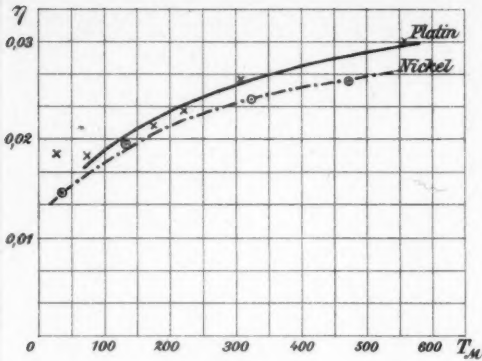


Fig. 22.

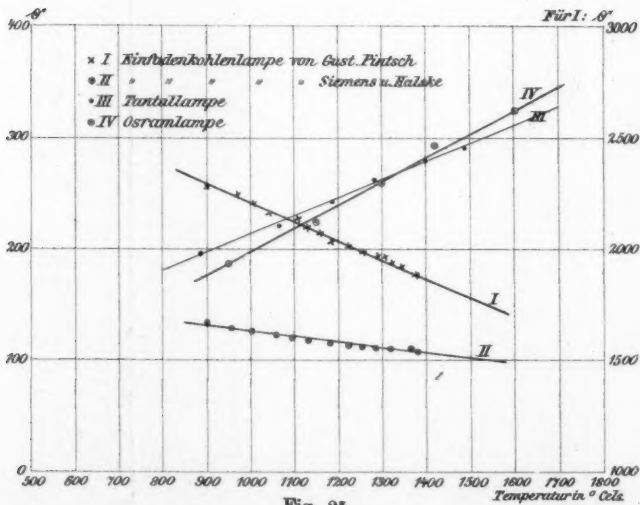


Fig. 25.